



HAL
open science

**Étude du pouvoir de discrimination des primaires
initiant les grandes gerbes atmosphériques avec des
réseaux de détecteurs au sol : analyse des rayons
cosmiques de ultra haute énergie détectés à
l'observatoire Pierre Auger, Estimation des
performances pour la detection de gamma de très haute
énergie du future observatoire LHAASO**

Diane Martraire

► **To cite this version:**

Diane Martraire. Étude du pouvoir de discrimination des primaires initiant les grandes gerbes atmosphériques avec des réseaux de détecteurs au sol : analyse des rayons cosmiques de ultra haute énergie détectés à l'observatoire Pierre Auger, Estimation des performances pour la detection de gamma de très haute énergie du future observatoire LHAASO. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris Sud - Paris XI, 2014. Français. NNT : 2014PA112276 . tel-01126910

HAL Id: tel-01126910

<https://theses.hal.science/tel-01126910>

Submitted on 6 Mar 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE 534 :
MODÉLISATION ET INSTRUMENTATION EN PHYSIQUE,
ÉNERGIES, GÉOSCIENCES ET ENVIRONNEMENT

Laboratoire : Institut de Physique Nucléaire d'Orsay

THÈSE DE DOCTORAT

Discipline : Physique

par

Diane MARTRAIRE

Étude du pouvoir de discrimination des primaires initiant les grandes gerbes atmosphériques avec des réseaux de détecteurs au sol :
Analyse des rayons cosmiques de ultra-haute énergie
détectés à l'Observatoire Pierre Auger,
Estimation des performances pour la détection de gamma
de très haute énergie du futur observatoire LHAASO.

Date de soutenance : 20/10/2014

Composition du jury :

Directeur de thèse :	Isabelle LHENRY-YVON	Directeur de recherche, IPNO
Rapporteurs :	Sergio NAVAS Antoine KOUCHNER	Professeur, Université de Granada Maître de conférences, Université Paris 7
Examineurs :	Patrice HELLO Corinne BERAT	Professeur, Université Paris Sud Directeur de recherche, LPSC

A mes parents,

Remerciements

Je tiens à remercier, de manière générale, tous les membres de l'IPN Orsay qui m'ont apporté leur aide ou soutien durant ces 3 années : du service des missions au service informatique. Je ne me lancerai pas dans une liste exhaustive au risque d'oublier certaines personnes. Pour citer notre directeur Faïçal AZAIEZ " l'IPN est un grand laboratoire ", non seulement en terme de qualité scientifique mais également au sens où les gens y sont très sympathiques.

En arrivant de Bordeaux, sans connaître personne sur Paris, je dois admettre que j'avais certaines appréhensions. En effet, le changement est de taille. Le vocabulaire pour commencer : ici on ne dit pas "chocolatine" mais "pain au chocolat" ou encore les "poches" qui se transforment en "sacs". La différence va encore plus loin, le vin de Bordeaux est relégué au second plan, lui préférant le vin de Bourgogne. Heureusement certaines personnes éclairées reconnaissent tout de même ses mérites (je concède toutefois qu'il y a de très bons vins de Bourgogne). Et je ne parle même pas du prix exorbitant des loyers!! Malgré tout, j'ai eu l'immense chance d'être dans une équipe petite, certes, mais formidable!! A la fois sur un plan scientifique où j'ai pu constater assez vite qu'ils étaient tous estimés et sollicités au sein de la collaboration Auger, très dynamiques en s'étant impliqués dans le projet d'observatoire chinois LHAASO, mais également sur un plan plus personnel. Donc un grand merci à Isabelle Lhenry-Yvon, Olivier Deligny, Tiina Suomijärvi, Francesco Salamida et Imen Al Samarai. Je garderai en mémoire de nombreux souvenirs avec chacun d'entre vous.

Merci à Tiina pour ces conseils avisés ainsi que pour les moments passés ensemble lors des TPs de nucléaire, c'était une expérience très intéressante.

Merci à Olivier pour son aide que ce soit pour LHAASO mais également pour ses tours de magie tout simplement géniaux!! D'ailleurs j'aimerais bien comprendre ce fameux tour avec les jokers ;-)

Merci à Imen pour ses conversations rafraîchissantes avec des idées intéressantes lors des innombrables grèves de RER B!! Ou encore pour le marathon du médoc qu'on ne fera certainement jamais, mais au moins nous connaissons les règles maintenant ;-)

Pour ces moments sympas à Bariloche.

Merci à Francesco pour son aide précieuse : initiation à Perl, astuces ROOT, pour m'avoir fait progresser en anglais même si dès la deuxième année ton français était tellement bon que ... je ne parlais plus anglais. Et pour toutes nos conversations de la linguistique italienne/française à la cuisine. Bonne chance pour la suite!

Enfin un grand merci à Isabelle. Je savais déjà que j'avais beaucoup de chance de t'avoir comme directrice de thèse mais en discutant avec d'autres thésards, j'ai compris à quel point!! Donc merci pour tout : ton expertise dans l'art du "debuggage", pour avoir élevé notre culture générale avec tes expressions pour le moins originales, pour nous avoir fait rire lors du récit de tes mésaventures avec l'iPhone, pour ta bonne humeur, pour ta patience tout au long de ces 3 années.

Je souhaiterais également remercier Pierre Billoir pour tous ses conseils, nos conversations diverses ainsi que son aide inestimable sur la partie d'identification de la composante muonique

dans les signaux issus des cuves Auger.

Je remercie tous les membres du jury et en particulier Antoine Kouchner et Sergio Navas qui ont eu la gentillesse d'accepter d'être les deux rapporteurs de cette thèse. Je sais que cela nécessite beaucoup de travail alors merci pour tout le temps consacré à la lecture de ce manuscrit, pour votre patience ainsi que pour vos précieuses remarques et corrections.

Pour finir, je tiens à remercier très chaleureusement toute ma famille et mes proches pour leurs encouragements. Mes parents pour leur soutien indéfectible. Mes amis, que ce soit les doctorants : les Marie(s), Aurélie, Sébastien, Jennifer, Olivier dont certains finissent également cette année. Mais aussi les non physiciens : Sarah, Mathias, les musiciens rencontrés à Orsay avec lesquels on s'est initié aux Bar/Bat Mitzvas ...

Ces trois années ont été particulièrement intéressantes à plusieurs niveaux. La possibilité de contribuer un peu à cette grande expérience qu'est l'Observatoire Pierre Auger ainsi qu'aux balbutiements de LHAASO, la rencontre de personnes extraordinaires et la découverte de divers pays notamment l'Argentine.

La mention de l'Argentine me fait penser qu'à chaque séjour, une mélodie ne m'a jamais quittée. Je souhaiterais donc inviter les courageux lecteurs, que je remercie de s'être aventurés dans ces quelques feuillets, à écouter ces mesures pour se plonger pleinement dans le tumultueux récit des rayons cosmiques.

The image displays a musical score for the piece 'Libertango' by Astor Piazzolla. It consists of five systems of music, each with a treble clef staff (right hand) and a bass clef staff (left hand). The tempo is marked as '♩ = 152'. The score features a complex rhythmic pattern with frequent accents and slurs. The first four systems show a steady, rhythmic accompaniment in the bass and a more melodic line in the treble. The fifth system introduces a more intricate melodic line in the treble, with a 'mf' dynamic marking. The overall style is characteristic of Piazzolla's tango-influenced compositions.

Partition *Libertango* composée par Astor Piazzolla (Compositeur Argentin) [1].

Table des matières

Introduction	1
1 Physique des rayons cosmiques	3
1.1 Historique des rayons cosmiques	3
1.2 Introduction aux rayons cosmiques	8
1.2.1 Le spectre d'énergie	8
1.2.2 Origine et propagation des rayons cosmiques	10
1.2.3 Gamma de haute énergie : une preuve indirecte de l'accélération des rayons cosmiques	13
1.3 Gerbes atmosphériques et techniques de détection	14
1.3.1 Développement des gerbes atmosphériques	14
1.3.2 Méthodes expérimentales de détection	19
1.4 Résultats	20
1.4.1 Le spectre en énergie	20
1.4.2 La composition	22
1.4.3 Les anisotropies	23
1.5 Perspectives futures	25
2 L'Observatoire Pierre Auger	27
2.1 Localisation de l'observatoire	28
2.2 Le détecteur de fluorescence	29
2.2.1 Description d'un télescope à fluorescence	29
2.2.2 Étalonnage du détecteur	30
2.2.3 Acquisition des données et déclenchement d'une caméra	31
2.2.4 Reconstruction géométrique des événements FD	32
2.2.5 Profil longitudinal et mesure de l'énergie	33
2.3 Le détecteur de surface	35
2.3.1 Description d'une cuve	35
2.3.2 Étalonnage des stations	36
2.3.3 Déclenchement du détecteur de surface	37
2.3.4 Sélection des événements SD	39
2.3.5 Reconstruction des événements SD	40
2.3.6 Application : Reconstruction en énergie via 4 réseaux indépendants	45
2.4 Exemple d'événement hybride	50
3 Programme de simulation du détecteur de surface de l'Observatoire Pierre Auger	53
3.1 Présentation du programme EasySim	53
3.2 Principe du programme	54

3.3	Caractéristiques du détecteur	56
3.3.1	Les cuves à eau	56
3.3.2	Les photomultiplicateurs	57
3.4	Les processus implémentés dans la simulation	57
3.4.1	Les photons gamma	58
3.4.2	Les électrons	60
3.4.3	Les muons	63
3.4.4	Suivi des photons Cherenkov	65
3.5	Des photons aux traces	65
3.6	L'étalonnage des signaux des cuves	66
3.6.1	Modes de simulations	66
3.6.2	Principe du VEM	67
3.7	Simulation de gerbe	68
3.7.1	Sélection des cuves	68
3.7.2	Sélection des particules	69
3.7.3	Exemple d'une gerbe de proton	71
4	Étude de la composante muonique avec le détecteur de surface	75
4.1	Motivations	76
4.1.1	Méthode FD	77
4.1.2	Méthodes SD	78
4.2	Méthode d'évaluation du nombre de muons	84
4.2.1	Déconvolution des traces FADC	84
4.2.2	Première sélection : Élimination des fluctuations dans les traces	85
4.2.3	Prise en compte de l'angle d'incidence des muons	86
4.2.4	Seconde sélection : comptage de muons	89
4.3	Vérification et optimisation de l'algorithme	89
4.3.1	Comparaison des distributions des muons identifiés pour les données et les simulations	90
4.3.2	Sélection des traces	91
4.3.3	Erreur sur l'estimation du nombre de muons	91
4.3.4	Domaine d'application de la méthode	94
4.4	Analyses des données de l'Observatoire Auger	95
4.4.1	Un déficit de muons dans les simulations	95
4.4.2	Correction des simulations	95
4.4.3	Sélection des données	95
4.4.4	Résultats avec EasySim	97
4.4.5	Comparaison des programmes de simulation Auger	98
4.4.6	Stabilité de la méthode?	99
4.4.7	Conclusion	100
5	Le projet LHAASO : un nouvel observatoire	101
5.1	La physique de LHAASO	102
5.1.1	Étude des rayons gamma au-delà de 100 GeV	102
5.1.2	Origine des rayons cosmiques avec sources galactiques de gamma	103
5.1.3	Étude des rayons cosmiques	104
5.2	L'Observatoire LHAASO	104
5.2.1	WCDA	105

5.2.2	WFCTA	105
5.2.3	KM2A	106
5.3	Étude sur la taille des cuves Cherenkov du KM2A	108
5.3.1	Motivations	108
5.3.2	Simulation avec des muons verticaux de 1 GeV	108
5.3.3	Simulation avec des muons multi-directionnels	111
5.4	Simulation de KM2A	112
5.4.1	Structure du programme	112
5.4.2	Réseau MD	114
5.4.3	Réseau ED	116
5.4.4	Application : Détection d'une gerbe de proton	122
5.5	Sensibilité de LHAASO aux gammas	124
5.5.1	Le facteur de qualité Q	124
5.5.2	Évaluation du facteur de qualité Q du KM2A	125
5.5.3	Calcul de la sensibilité	127
 Conclusion		 129
A Tables interaction des muons dans les matériaux		131
B Carte Input CORSIKA		135
 Bibliographie		 137
Résumé		143
Abstract		145

Introduction

Depuis des millénaires, l'observation du ciel fascine : la voûte céleste, les planètes, les étoiles, mais aussi d'autres objets toujours plus complexes et mystérieux. L'extrême diversité des éléments de l'univers permet de couvrir, pratiquement, tous les pans de la physique. Mis à part l'aspect scientifique, les découvertes qui émanent de l'étude de l'univers furent, tour à tour, à l'origine de discordes religieuses, de défis politiques ou plus récemment de films de science fiction.

Jusqu'au $XX^{\text{ème}}$ siècle, les astronomes se cantonnent à l'observation, limitant ainsi le champ de connaissances au domaine visible et laissant fructifier bon nombre de théories. Au début du siècle dernier, les progrès technologiques offrent l'opportunité d'asseoir ou d'infirmer certaines théories par l'expérience et sont surtout à l'origine de nombreuses découvertes. Parmi ces dernières, l'une des plus mémorables reste, sans conteste, celle des rayons cosmiques.

Ces particules chargées, messagères du cosmos, disposant d'une énergie assez conséquente pour atteindre la Terre, sont un témoignage des phénomènes violents qui surviennent dans l'univers. Depuis plus d'un siècle, les rayons cosmiques occupent le devant de la scène comme en atteste la vitalité expérimentale qui les accompagne. Pour les étudier l'association de satellites et de détecteurs au sol a mis en exergue leur spectre en énergie qui s'étend sur plus de 32 ordres de grandeur en flux et 12 en énergie, depuis la centaine de MeV jusqu'à 10^{20} eV. Malgré tous les efforts fournis, les plus énergétiques restent encore mystérieux : d'où viennent-ils ? Par quels mécanismes parviennent-ils à atteindre de telles énergies ? Quelle est leur composition ?

Il faut dire que la tâche n'a rien de simple. Dotés d'une charge électrique, les rayons cosmiques sont incapables de se propager en ligne droite dans l'espace car soumis aux champs magnétiques. Ainsi les astrophysiciens peinent à identifier les sources et les mécanismes d'accélération qui pourraient amener des protons ou des noyaux à des énergies aussi colossales. D'autre part, les interactions des rayons cosmiques avec le fond diffus cosmologique, durant leur propagation dans l'univers, devrait entraîner la suppression de leur flux vers 10^{20} eV. Cette caractéristique du spectre est connue sous le nom de coupure GZK et ne peut être vérifiée que s'il s'agit de proton. Ainsi, l'étude de la composition peut se révéler d'une extrême importance en apportant des informations supplémentaires permettant de contraindre les modèles et théories. A toutes ces contraintes, s'ajoute un flux rarissime pouvant aller jusqu'à une particule par kilomètre carré et par siècle pour les plus énergétiques. Mais tout n'est pas perdu et la nature nous a laissé un espoir : au-delà d'une certaine énergie, les rayons cosmiques pourraient échapper à l'influence des champs magnétiques, offrant la possibilité de corrélations entre leurs directions d'arrivées et leurs sites de production.

La description du cadre et des problématiques liées à l'étude des rayons cosmiques fait l'objet du premier chapitre. Cette partie est également l'occasion d'évoquer les techniques de détection ainsi que les conditions expérimentales que doivent remplir les détecteurs. La contrainte principale est liée à la rareté du flux cosmique de haute énergie qui implique la mise en place de surfaces stupéfiantes. En effet, l'observation des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie se fait indirectement par l'étude des cascades de particules secondaires, conséquence des interactions du cosmique primaire avec l'atmosphère. Les principaux résultats obtenus par les différentes expériences, au cours

des cinquante dernières années, sont résumés.

Le chapitre 2 présente l'observatoire Pierre Auger, premier détecteur hybride géant, chargé de percer les mystères du rayonnement cosmique au-delà de 10^{18} eV. Cette partie est l'occasion de présenter le détecteur de fluorescence et surtout d'expliquer le fonctionnement du détecteur de surface à la base des analyses.

Puis, le chapitre 3 décrit le programme de simulation EasySim, utilisé lors de la thèse pour simuler les réponses du détecteur de surface de l'Observatoire Pierre Auger et de LHAASO. A ce titre, il offre une vision plus complète des interactions des particules dans les stations du réseau.

La composition des rayons cosmiques au-delà de 10^{18} eV est la pierre angulaire. Elle permettrait de résoudre les questions fondamentales ou du moins de contraindre les modèles : la coupure GZK, les sites de production, les mécanismes d'accélération. Ces éléments justifient la mise en place d'une méthode, basée sur l'identification de la composante muonique des gerbes, que nous présentons au cours du chapitre 4. Cette méthode utilise les signaux mesurés par le détecteur de surface de l'Observatoire Pierre Auger pour déterminer le flux muonique événement par événement. L'utilisation du programme de simulation EasySim donne accès aux composantes électromagnétique et muonique permettant de contrôler et vérifier la méthode. De plus, la méthode compare les données de l'observatoire aux prédictions issues des différents modèles hadroniques.

Enfin, la dernière partie est consacrée à la présentation d'un nouvel observatoire multi-hybride en Chine, LHAASO. Ce projet cherche à mesurer des gammas supérieurs à 30 TeV, qui signeraient l'accélération de protons dans la galaxie, donnant ainsi des informations indirectes sur les rayons cosmiques (multi-messagers). D'autre part, LHAASO vise à étudier les rayons cosmiques de plus basse énergie, entre 10 TeV et 1 EeV, région très intéressante car le spectre en énergie présente une rupture en ce point. De plus, il s'agit de la limite entre mesure directe (satellite, ballon) et indirecte (détecteur au sol). Contrairement à Auger, cette gamme d'énergie nécessite la mise en oeuvre d'une configuration particulière pour distinguer les rayons cosmiques et les gammas. Pour cela, l'un de ces détecteurs (KM2A) superpose deux réseaux sur un kilomètre carré : des cuves enterrées, ne détectant que les muons associées à des scintillateurs en surface permet la discrimination des composantes électromagnétique et muonique, et ainsi entre gamma/cosmique. La simulation du détecteur KM2A ainsi que l'estimation de sa sensibilité aux gammas font l'objet du chapitre 5.

Chapitre 1

Physique des rayons cosmiques

Sommaire

1.1	Historique des rayons cosmiques	3
1.2	Introduction aux rayons cosmiques	8
1.2.1	Le spectre d'énergie	8
1.2.2	Origine et propagation des rayons cosmiques	10
1.2.3	Gamma de haute énergie : une preuve indirecte de l'accélération des rayons cosmiques	13
1.3	Gerbes atmosphériques et techniques de détection	14
1.3.1	Développement des gerbes atmosphériques	14
1.3.2	Méthodes expérimentales de détection	19
1.4	Résultats	20
1.4.1	Le spectre en énergie	20
1.4.2	La composition	22
1.4.3	Les anisotropies	23
1.5	Perspectives futures	25

Les rayons cosmiques constituent un fond astrophysique de particules dont les énergies s'étendent du MeV jusqu'à quelques 10^{20} eV. Leur histoire, jonchée de prix Nobel, se déroule sur plus d'un siècle. Après avoir parcouru la découverte des rayons cosmiques et leurs caractéristiques, nous évoquons les deux principales techniques de détection des rayons cosmiques de haute énergie. Puis nous résumons les connaissances amassées depuis leur découverte mais également les nombreux mystères qui perdurent autour des rayons cosmiques les plus énergétiques.

1.1 Historique des rayons cosmiques

L'étude du rayonnement cosmique a marqué le début de la physique des particules lors de la première moitié du $XX^{\text{ème}}$ siècle en permettant l'observation de particules nouvelles, créées lors de l'interaction de particules cosmiques de haute énergie avec l'atmosphère terrestre. L'histoire des rayons cosmiques est tout simplement fascinante. Elle se déroule sur plus d'un siècle et a mobilisé toute la communauté des physiciens, qui se sont lancés dans des expériences toujours plus grandes, se soldant par de nombreux prix Nobel.

L'électroscope

Le début du vingtième siècle est placé sous le signe de la découverte de nouveaux rayonnements : la radioactivité α, β, γ, X . À cette époque, l'électroscope est l'instrument de prédilection utilisé pour les étudier.



FIGURE 1.1 – Principe de l'électroscope.

L'électroscope est composé de deux fines feuilles d'or suspendues à une électrode. Quand l'électrode est chargée, les feuilles se chargent à leur tour et se repoussent mutuellement (suivant la loi de Coulomb). La mesure de leur séparation est proportionnelle à la charge de l'électrode. Lorsque l'électroscope se situe à proximité d'un rayonnement énergétique, cela ionise partiellement l'air et l'instrument se décharge (les feuilles reviennent à leur position de départ). La décharge d'un électroscope est d'autant plus rapide qu'un rayonnement est énergétique.

Premiers indices sur l'existence des rayons cosmiques

En 1900, les physiciens constatent qu'un électroscope chargé sur une table se décharge spontanément, même s'il est placé sous verre dans un placard à l'écart de tout rayonnement. La décharge électrique est alors mesurée successivement pour un conducteur chargé positivement puis négativement et ne montre pas de différence. Aussi, il semblerait que la décharge est indépendante de la position de l'électroscope, selon qu'il soit placé sur une table ou dans un tunnel. Ces observations s'expliquent par le fait que l'air est ionisé, contenant en même temps des porteurs de charge négatives et positives libres. Ainsi, un conducteur initialement chargé positivement attire les ions négatifs et inversement, se déchargeant lentement. Rutherford émet l'hypothèse que l'ionisation de l'atmosphère, et donc la décharge électrique des conducteurs, est due à la radioactivité naturelle des roches (Uranium, Thorium) découverte quelques années plus tôt.

En 1909, un jésuite allemand, le Père Wulf, développe un électroscope ultra stable en remplaçant la feuille d'or par deux fils de quartz recouvert de platine permettant de mesurer très précisément, à l'aide d'un microscope, l'écart entre les fils [2]. Il effectue plusieurs mesures dans des conditions variées : dans une mine de craie en Allemagne, dans une grotte en Belgique ou encore en altitude (Suisse). Les mesures montrent des valeurs différentes suivant la position géographique et semblent corroborer l'hypothèse de la radioactivité émise par Rutherford. Cependant l'une de ces expériences, consistant à placer l'électroscope sous un volume d'un mètre d'eau, montre une légère diminution d'ionisation et les résultats troublants obtenus par ballon chaud suggèrent, peut-être, une contribution d'un rayonnement extrêmement pénétrant et arrivant par au-dessus.

Afin de s'en assurer, il parvient à obtenir la permission de faire une campagne de 4 jours de mesures, muni d'un électroscope, au sommet de la tour Eiffel (monument le plus haut du monde

à l'époque). Pour avoir cette autorisation, il aura l'appui de deux collègues français, Jules Violle et Paul Langevin, qui utiliseront l'argument scientifique de Gustave Eiffel : "It is specially adapted for an astronomical observatory ; for the purity of the air at this great height about the low-lying mists, which so often cloud the horizon of Paris, will allow a number of observations often impossible in our climate." publié en 1889 [3].

Les résultats des mesures effectuées au sommet de la tour Eiffel ont été publiés dans le journal *Physikalische Zeitschrift* en 1910 [4] et ces derniers sont présentés en figure 1.2.

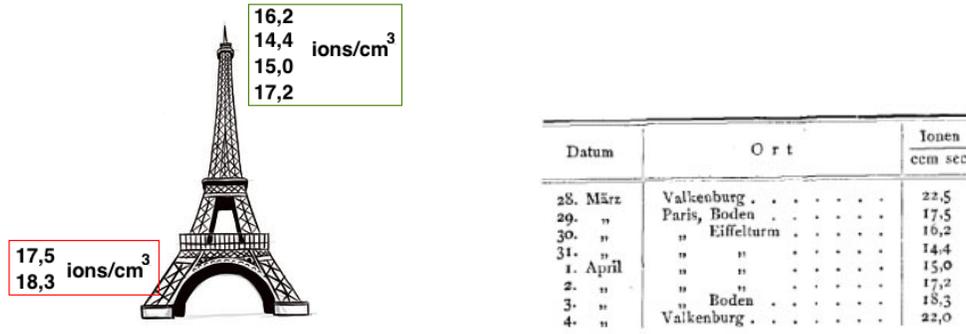


FIGURE 1.2 – Mesures effectuées avec un électroscope, par Théodore Wulf, sur la tour Eiffel (1910).

La campagne de mesure du Père Wulf montre que le taux de radiation est un peu plus faible au sommet de la tour Eiffel qu'au sol. Or, les physiciens pensent à l'époque que l'ionisation de l'air est due aux rayonnements des éléments radioactifs dans la croûte terrestre. Comme il s'avère que le rayonnement mesuré par Wulf est très pénétrant et que le rayonnement γ est le plus pénétrant des trois types connus, il est tentant d'attribuer l'ionisation de l'air à une source naturelle de rayonnement γ . Connaissant le coefficient d'absorption de l'air, on s'attend donc à ce que le taux d'ionisation soit divisé de moitié après 80 mètres de parcours dans l'air. Considérant que la tour Eiffel a une altitude d'environ 300 mètres, si le rayonnement mesuré ne venait que de la radioactivité des roches, seuls quelques pourcents de la mesure effectuée au sol devraient être détectés.

À l'issue de cette expérience, Wulf se demande quel est ce rayonnement. Il ne peut pas s'agir uniquement de la radioactivité naturelle des roches comme le pensait Rutherford. La conclusion de Wulf est qu'il y a certainement un autre rayonnement venant d'au-dessus. Il explique les mesures plus élevées au sol par la combinaison de ce rayonnement extra-terrestre avec la radioactivité naturelle.

Découverte des rayons cosmiques : Voyage de Victor Hess

Victor Hess, physicien autrichien, ayant eu vent de l'expérience du Père Wulf, se persuade alors que seule une expérience menée lors d'une ascension en ballon permettrait d'en savoir plus sur l'origine de ce rayonnement. De 1911 à 1913, Hess effectue dix ascensions à bord d'une nacelle portée par un ballon. Son appareillage scientifique : des électroscopes du type de celui de Wulf, mais modifiés pour résister à la baisse de pression atmosphérique ainsi qu'à la chute de température à haute altitude. Dans l'un de ces voyages en ballon, il parcourt un trajet de 150 km. Il part à 6h12 de Aussig (Bohême), atteint une altitude maximale de 5350 m à 10h45, et atterit à 12h15 à Pieskov (Brandebourg). Les mesures effectuées durant son voyage sont reportées en figure 1.3.

Le résultat de ce qui fut sans doute la première expérience de physique spatiale tomba sans appel. Alors qu'à une altitude de 500 mètres, les électroscopes se déchargent deux fois moins rapi-

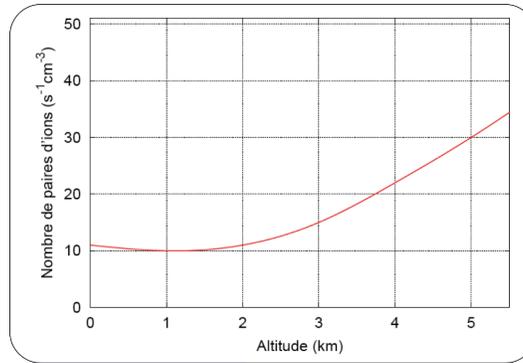


FIGURE 1.3 – À gauche : Photographie de Victor Hess à bord de son ballon en 1912. À droite : Résultats mesurés au cours de son voyage en ballon avec l'électroscope.

dement qu'au sol, le taux d'ionisation se remet à croître d'une manière indiscutable. A 1500 mètres, Hess enregistre un taux d'ionisation comparable à celui mesuré au sol ; à 5000 mètres, l'altitude maximum qu'il parvient à atteindre, le taux d'ionisation est très largement supérieur à la référence au sol [5, 6]. Laissons à Hess le soin de conclure : "Le résultat de ces observations semble être expliqué de la façon la plus simple en supposant qu'un rayonnement extrêmement pénétrant entre dans notre atmosphère par au-dessus".

Débat homérique entre prix Nobel

Devenus très à la mode après la première guerre mondiale, le rayonnement de Hess fait parler de lui sur toute la planète. Il faudra toutefois une vingtaine d'années pour déterminer la nature de ce dernier. En 1925, Robert Millikan convaincu que ce rayonnement est composé de photons très énergétiques, le baptise improprement "rayon cosmique". Un an plus tard, Bothe et Kolhorster travaillent avec un compteur Geiger et montrent qu'il s'agit de rayonnement chargé, ce qui ne peut en aucune façon être des photons. Malheureusement Millikan ne voudra pas croire à ces résultats et ayant obtenu un prix Nobel pour ses travaux sur la valeur de la charge d'un électron ainsi que sur l'effet photo-électrique, il est difficile de s'opposer à lui. Il faut attendre 1932 pour que Arthur Compton lui aussi lauréat du prix Nobel, à l'occasion de ses travaux sur l'effet Compton, s'intéresse aux rayons cosmiques. Compton pense, contrairement à Millikan, qu'il s'agit de particules chargées électriquement. Fin décembre 1932, Millikan attaque Compton à la réunion de Noël de l'Association Américaine pour l'Avancement des Sciences, le débat prend de telles proportions que le New York Times en fit sa "une" le 31 décembre 1932 [7] !!

Ce qui est d'autant plus déroutant, c'est que l'hypothèse d'une nature corpusculaire était déjà bien affirmée depuis 1927, quand Jacob Clay, au cours d'un voyage en bateau d'Amsterdam à Java, parvint à mettre en évidence la dépendance du flux des rayons cosmiques avec la latitude, l'intensité étant minimum au voisinage de l'équateur. Toutefois, pour assoir cette réalité que les rayons cosmiques sont des particules chargées, il faudra que Compton lance de nombreuses expéditions à travers le monde, avec plus de 60 chercheurs et impliquant 69 stations distribuées entre 78° de latitude nord et 46° de latitude sud qui mesurent l'intensité du rayonnement [8]. Depuis l'expérience de Hess, nous savons que les rayons cosmiques ont un impact sur le taux d'ionisation à la surface de la Terre. Ainsi, la variation de ce taux avec la latitude signifie qu'avant d'entrer dans l'atmosphère, les rayons cosmiques portent une charge électrique. La Terre peut être assimilée à

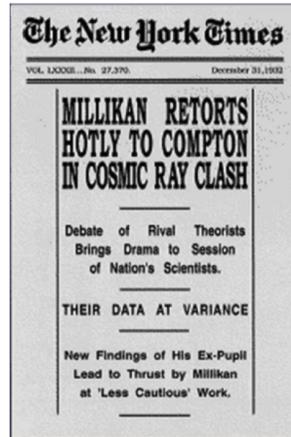


FIGURE 1.4 – "Une" du New York Times mentionnant le débat homérique entre Compton et Millikan (31 décembre 1932).

un gigantesque barreau aimanté, quasiment aligné avec l'axe des pôles. Or les lois de l'électromagnétisme, qui relient électricité, magnétisme et lumière, imposent que la trajectoire d'une particule chargée soit déviée en présence d'un champ magnétique. Dans le cas où une multitude de particules électriquement chargées atteignent la Terre, nous nous attendons à ce que le nombre de particules susceptibles d'atteindre la haute atmosphère diminue progressivement des pôles à l'équateur.

Toujours en raison des lois de l'électromagnétisme, si les rayons cosmiques sont des particules chargées positivement, leur flux à haute altitude au niveau de l'équateur sera plus intense en direction de l'ouest. En effet, si l'on considère deux faisceaux incidents dans le plan équatorial, initialement confondus sur une même trajectoire radiale, l'un constitué de particules de charge positive, l'autre, de particules négatives (cf. figure 1.5), la déviation magnétique est telle qu'en un point M de l'équateur, on ne reçoit du faisceau initial que les charges positives dans la direction ouest; les charges négatives ayant été déviées, elles, vers l'est. Un excès de charges positives dans le faisceau incident engendre donc un flux plus important en direction de l'ouest.

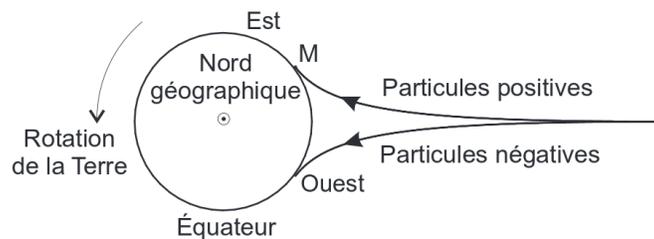


FIGURE 1.5 – Illustration de l'effet est/ouest mettant en évidence que les rayons cosmiques sont majoritairement des particules de charge électrique positive.

Ce phénomène baptisé "effet est-ouest" avait été prédit par l'abbé belge Georges Lemaitre, plus connu pour sa contribution dans la théorie du Big-Bang. En 1933, utilisant l'effet est-ouest, deux physiciens, l'italien Bruno Rossi et l'américain Thomas Johnson constatent indépendamment que la majorité des rayons cosmiques sont bien des particules chargées positivement. Les mesures de

Rossi furent réalisées en Érythrée, celles de Johnson à Mexico.

Découverte des gerbes atmosphériques

Rossi a constaté lors de ses expériences sur les rayons cosmiques menées en Érythrée que le taux de fortuites était supérieur à ce que laissait prévoir une estimation basée sur les seules lois du hasard. Mais c'est bien à Pierre Auger que revient le mérite d'avoir découvert le phénomène des gerbes de rayons cosmiques. En 1938, Auger ne se contenta pas d'observer des coïncidences à un mètre de distance. Il mit en oeuvre une base de mesure beaucoup plus large en disposant ses compteurs Geiger de plus en plus loin les uns des autres jusqu'à 200 m de son laboratoire, à l'Institut de Physique du Globe situé à Paris. Après avoir découvert les gerbes de rayons cosmiques au sommet de la montagne Sainte-Geneviève, Auger confirma ses mesures en 1939, avec un réseau couvrant une superficie de l'ordre du kilomètre carré, installé en Suisse, à 3500 m d'altitude au cœur du massif de la Jungfrau, sur les neiges du Jungfraujoch [9].

C'est le premier à parler de "gerbe cosmique", faisant l'hypothèse que les flux mesurés sur Terre sont le résultat de l'interaction d'une particule primaire avec les molécules de l'atmosphère produisant des particules qui à leur tour vont interagir et ainsi créer une cascade de particules secondaires.

Le lancement de la physique des particules

Pendant la période 1930-1950, l'étude du rayonnement cosmique permit de grandes avancées en physique des particules : découverte de l'antimatière avec le positron en 1932 [10], du muon en 1937 [11] et des particules étranges (mésons K). Ces derniers ont été découverts par la chambre à brouillard de Wilson¹. Enfin, en 1947, Cecil Powell et Occhialini découvrent le pion en exposant des plaques à émulsion photographique en altitude (Pic du Midi, Jungfraujoch, Kilimandjaro) [12, 13]. Puis, la communauté des physiciens des particules se détacha de l'étude des rayons cosmiques leur préférant les accélérateurs qui accompagnèrent l'émergence du CERN. Ce domaine d'étude revint alors aux astrophysiciens qui voyaient en ces particules de véritables échantillons de matière extra-terrestre ! Les rayons cosmiques ouvraient ainsi une nouvelle fenêtre sur l'Univers dont la connaissance était jusqu'alors dominée par le photon.

1.2 Introduction aux rayons cosmiques

Dans cette section, nous abordons les caractéristiques principales des rayons cosmiques : leur flux en fonction de l'énergie, leur accélération ainsi que leur propagation.

1.2.1 Le spectre d'énergie

Les rayons cosmiques sont des particules chargées d'origine extra-terrestre qui se propagent à des vitesses relativistes jusqu'à la Terre. L'atmosphère terrestre est constamment exposée au flux des rayons cosmiques. A basse énergie, leur flux est d'environ $4 \text{ RC/cm}^2/\text{s}$ soit 1 kg/an , à comparer aux 4 tonnes/an de météorites. Ce rayonnement est composé de 98 % de noyaux (87 % de

1. La chambre à brouillard, conçue par Charles Wilson en 1911, est une chambre à l'air extrêmement pur, sans poussière, saturée en vapeur d'eau avec un piston. Lorsqu'une particule subatomique pénètre dans la chambre, elle forme des ions le long de sa trajectoire et de fines gouttelettes d'eau se forment autour de ses ions. Ainsi la trajectoire est marquée par ces bulles. Une simple photographie permet de garder la trace de la trajectoire des particules ayant interagi.

proton, 10 % d'Hélium et 1 % de noyaux lourds) et seulement 2 % d'électrons. Toutefois, les abondances des différents éléments varient substantiellement avec le domaine d'énergie. En effet, ce flux peut aller jusqu'à 1 particule/km²/siècle à 10²⁰ eV.

Le flux en énergie des rayons cosmiques (cf. figure 1.6) a été établi par les données expérimentales recueillies depuis plus de cinquante ans. Il représente la dépendance du flux de cosmique avec l'énergie de la particule sur 32 ordres de grandeur en flux et 12 en énergie ! De plus, son comportement en loi de puissance : $\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma}$, d'indice moyen $\gamma = 2,7$, est remarquable par sa régularité et semble témoigner d'un procédé universel à l'origine de l'accélération de ces particules.

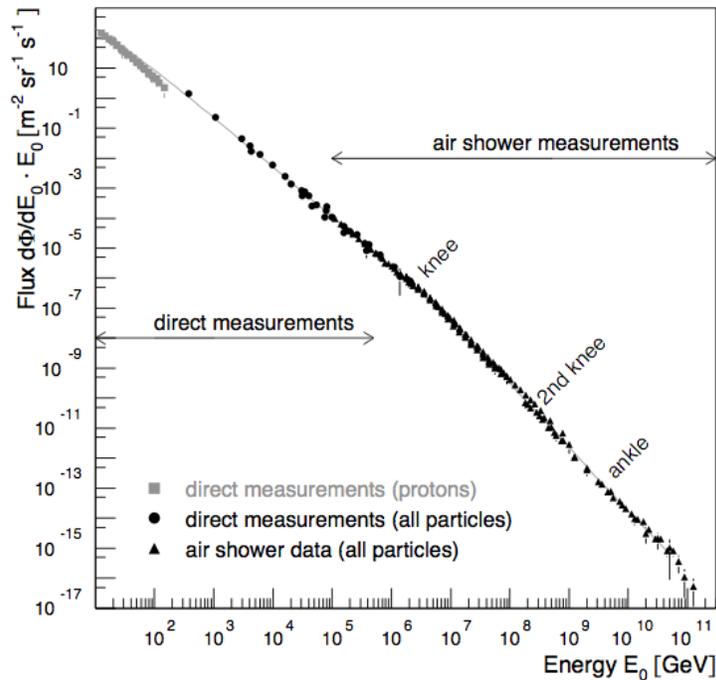


FIGURE 1.6 – Spectre en énergie des rayons cosmiques.

On constate malgré tout quelques brisures :

- **À basse énergie** : le décrochement autour de 10 GeV, est interprété par les effets de modulation solaire qui induisent des variations significatives du champ magnétique terrestre. A cette énergie, on peut mesurer le rayonnement directement par ballon ou satellite,
- **Le genou** : il désigne la région où le spectre présente une brisure autour de 4×10^{15} eV où l'indice γ passe de 2,7 à 3. A cette énergie, nous sommes entre détection directe et début de la détection indirecte avec des réseaux de détecteurs au sol. Il est communément admis que pour la partie basse énergie du spectre jusqu'au genou, la production des rayons cosmiques pourrait être induite par les restes de *supernovae*² galactiques ,
- **Le 2nd genou** : on distingue une seconde brisure autour de 10^{17} eV, interprétée comme étant la fin de l'accélération des noyaux de fer par les *supernovae* galactiques,
- **La cheville** : redressement du spectre vers 3×10^{18} eV de $\gamma = 3$ à 2,7. Cela pourrait indiquer la région de transition entre les rayons cosmiques galactiques et extragalactiques.

2. ensemble des phénomènes conséquents à l'explosion d'une étoile.

1.2.2 Origine et propagation des rayons cosmiques

Les résultats obtenus par l'observatoire Pierre Auger semblent appuyer les modèles dits "accélérateurs" pour expliquer la production des rayons cosmiques. D'autre part, la communauté scientifique s'accorde à dire que les rayons cosmiques d'énergie 10^{17} - 10^{18} eV sont originaires de notre galaxie comme les produits d'accélération par des objets astrophysiques, tels que les restes de *supernovae* ou les pulsars³. Ces rayons cosmiques se propagent dans la galaxie jusqu'à éventuellement atteindre le système solaire et l'atmosphère terrestre. Les rayons cosmiques au-delà de 10^{18} eV sembleraient avoir une origine extra-galactique.

Mécanisme d'accélération

L'accélération de particules chargées par des sites astrophysiques s'effectue via deux mécanismes différents. Le premier processus décrivant l'interaction entre une particule chargée et un champ magnétique est basé sur un scénario proposé par Enrico Fermi en 1949 [14]. L'idée est la suivante : les rayons cosmiques chargés diffusent sur des nuages de gaz magnétisés en mouvement de telle sorte que si le nuage s'approche de la particule, celle-ci est accélérée après son "rebond" tandis qu'elle sera décélérée si, au contraire, le nuage s'éloigne. Dans ce scénario, l'énergie maximale acquise dépend seulement du temps passé par le rayon cosmique dans la région d'accélération. On montre que l'accélération diffusive par choc d'un rayon cosmique avec une *supernova* peut atteindre des énergies de l'ordre de 10^{15} eV et reproduit les indices mesurés expérimentalement [14].

Le second mécanisme utilise un champ électrique stationnaire pour accélérer directement le rayon cosmique. Il dépend de l'existence d'un fort champ électromagnétique qui induirait de très rapides accélérations. Les pulsars sont de bons candidats comme sources galactiques. La force électromotrice induite par ces objets est capable d'accélérer un noyau d'hydrogène jusqu'à 5×10^{16} eV et un noyau de fer à 10^{18} eV, d'après les modèles [15].

Ainsi, seul le premier mécanisme d'accélération de Fermi peut expliquer l'origine du rayonnement cosmique d'ultra-haute énergie. Pour un site d'accélération donné, la limite supérieure à l'énergie maximale atteinte est donnée par la relation 3.6. Cette dernière vient du critère de Hillas et montre qu'un rayon cosmique ne peut rester confiné dans une zone magnétisée que si son rayon de Larmor $r_L = E/qBc$ (régime relativiste) reste inférieur à la taille typique L de la zone accélératrice.

$$E \leq ZeBL\beta \tag{1.1}$$

où Ze est la charge de la particule, L la taille de l'objet qui fait office d'accélérateur (en kpc), B le champ magnétique (en μG), β la vitesse du centre diffuseur ($\beta = U/c$) et E en EeV.

Dans le cas d'accélérateurs présentant des mouvements relativistes caractérisés par leur facteur de Lorentz Γ , la valeur limite citée ci-dessus correspond à l'énergie dans le référentiel de l'objet. L'énergie maximale ramenée au référentiel galactique doit être multipliée par le facteur Γ de l'environnement.

Si la particule atteint l'énergie maximale, elle s'échappe de la région d'accélération et aucune accélération ne pourra être possible par la suite. La relation 3.6 permet de représenter les objets qui pourraient être capable d'accélérer les rayons cosmiques (cf. figure 1.7). Les différentes lignes diagonales correspondent à différentes compositions et énergies des rayons cosmiques (proton à 100 EeV en bleu, proton à 1 ZeV en pointillé bleu et noyau de fer à 100 EeV en rouge). Par exemple, seuls les objets au-dessus de la ligne diagonale bleue en pointillé sont susceptible d'accélérer des

3. étoile à neutron, en rotation rapide, émettant un signal périodique principalement dans le domaine radio.

protons au-delà de 10^{20} eV : les noyaux actifs de galaxie (NAG) ainsi que les *clusters* de galaxie sont de bons candidats.

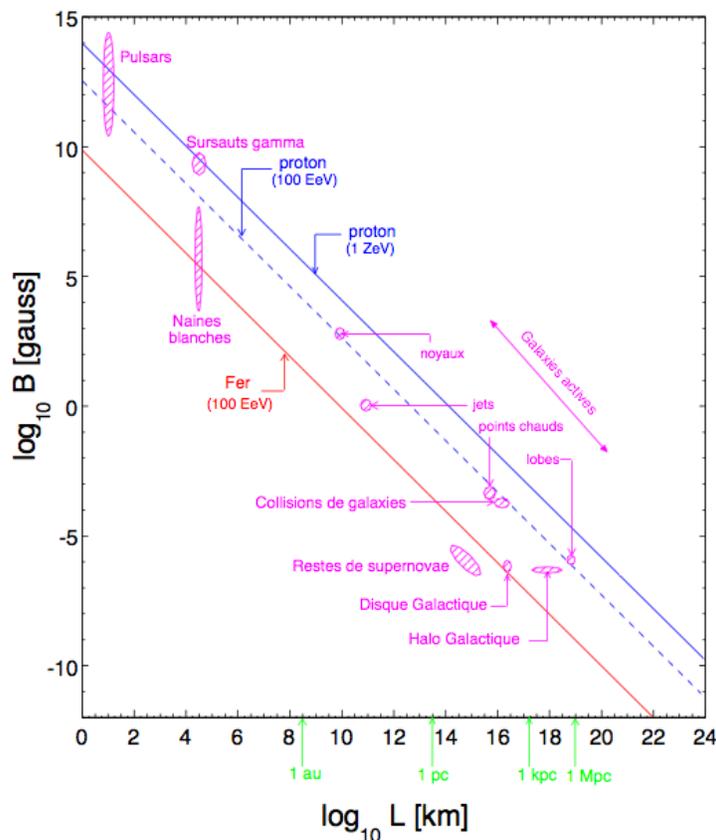


FIGURE 1.7 – **Diagramme de Hillas des différents objets compacts.** Les axes correspondent respectivement au logarithme du champ magnétique B et à la taille caractéristique de l'objet L.

Propagation

Le spectre observé des rayons cosmiques n'est pas celui qu'ils acquièrent à leurs sources après accélération. Leur propagation dans le milieu interstellaire ou intergalactique s'accompagne de processus divers donnant lieu à des modifications de leur composition, à l'émission de rayonnements divers, à des pertes d'énergies et bien évidemment à des déviations par les champs magnétiques. Ils ne sont pas confinés dans le disque galactique mais peuvent aussi se propager dans le halo. En moyenne, les rayons cosmiques confinés restent piégés 10^7 ans dans notre galaxie.

Le spectre des rayons cosmiques mesuré sur Terre, autant que la distribution des directions d'arrivée, sont significativement affectés par les processus de propagation. Par exemple, le genou peut être expliqué par un effet de la propagation. Plus l'énergie est grande, plus il est difficile de confiner les noyaux dans la galaxie. Ceci peut être expliqué par le rayon de Larmor d'un proton dans le champ magnétique ($3 \mu\text{G}$) qui augmente en fonction de son énergie et qui devient tour à tour comparable puis bien supérieur à l'épaisseur du disque galactique. Les protons de 10^{19} eV ont un rayon de Larmor de 3 kiloparsecs⁴. On voit mal, dès lors, comment des rayons cosmiques

4. $1 \text{ pc} = 1 \text{ parsec} = 3,26 \text{ années lumières} = 30,86 \times 10^{12} \text{ km}$

d'une telle énergie pourrait être produits dans le disque, là où se trouvent *a priori* les sources, et voir leur trajectoire suffisamment courbée pour nous parvenir finalement. Il est beaucoup plus naturel de supposer que notre galaxie, comme toutes les autres dans le cosmos, baigne dans un bain universel de rayons cosmiques de haute énergie qui nous parviennent indépendamment des capacités de confinement de nos champs magnétiques locaux.

Les rayons cosmiques extragalactiques peuvent interagir avec le fond diffus cosmologique (CMB : *Cosmic Microwave Background*) lors de leur propagation. Au-delà de 4×10^{19} eV, les photons du CMB à 2,7 K jouent un rôle important dans la propagation des rayons cosmiques. Après la découverte du CMB en 1965, les trois physiciens Greisen, Zatsepin et Kuz'min [16] calculèrent les pertes énergétiques subies par un proton au cours de sa propagation dans le milieu intergalactique. Les principales interactions des protons avec les photons du CMB $\gamma_{2,7K}$ sont données ci-dessous :



L'énergie moyenne d'un proton diminue de façon significative (un sixième de son énergie d'origine) au cours de sa propagation dans l'univers comme le montre la figure 1.8. Un proton avec une énergie initiale de 10^{22} eV voit son énergie réduite à 10^{20} eV après avoir parcouru 100 Mpc. Une diminution nette du flux appelée "coupure GZK" est alors attendue au seuil de la réaction de photoproduction de pions (*cf.* relations 1.2, 1.3), *i.e* à $10^{19,6}$ eV.

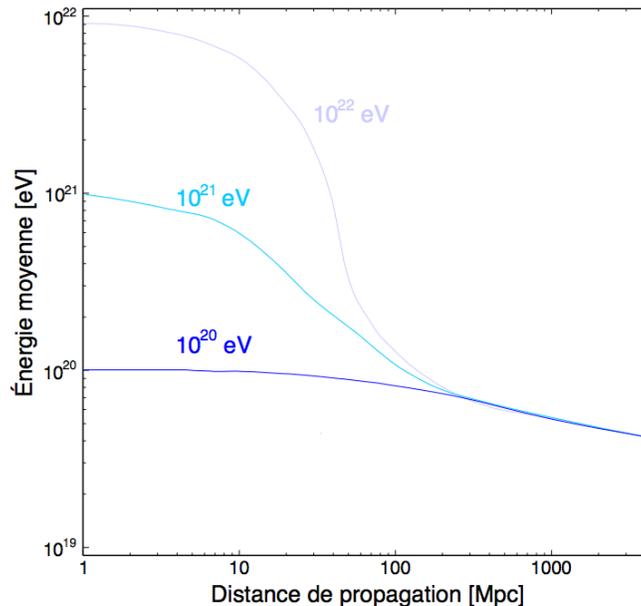


FIGURE 1.8 – Énergie moyenne des protons en fonction de leur distance à la source.

Le second effet induit par les interactions avec le rayonnement fossile est la présence d'un "excès" de particules, en amont de la coupure GZK. Cet "excès GZK" vient de l'accumulation des protons d'énergie supérieure qui ne peuvent être "évacués" aussi rapidement vers de plus basses énergies, l'inélasticité de la réaction restant constante (environ 15%). Ainsi, la forme caractéristique du spectre est donnée par la variation avec l'énergie du taux de pertes. Il est important de

noter que cette coupure GZK ne peut être confirmée que si la composition des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie est en faveur des protons. Sinon, une coupure du flux pourrait également être expliqué par un épuisement des sources.

1.2.3 Gamma de haute énergie : une preuve indirecte de l'accélération des rayons cosmiques

Nous pouvons étudier les rayons cosmiques de manière indirecte par exemple avec les électrons. Ils ne constituent qu'une très faible fraction du rayonnement cosmique, à peine deux pourcents, mais chaque fois que les champs magnétiques ancrés au sein du milieu interstellaire incurvent leur trajectoires, ils émettent un peu de rayonnement de nature synchrotron. Le rayonnement synchrotron a lieu lorsqu'une charge passe près d'un champ magnétique B , elle va alors tourner autour des lignes de champ et sera ainsi accélérée et rayonnera. Les champs magnétiques intenses des électroaimants terrestres imposent aux particules des trajectoires extrêmement courbées. Les électrons y émettent alors un rayonnement synchrotron qui se situe dans le domaine des rayons X. Dans le milieu interstellaire, où les champs magnétiques sont des milliards de fois moins intenses, les électrons relativistes rayonnent plutôt dans le domaine radio. Au début des années cinquante, quand voient le jour les premiers radiotélescopes, les astronomes réussirent à cartographier la voûte céleste. Le rayonnement synchrotron suit grossièrement les contours de la Voie lactée impliquant que les électrons cosmiques emplissent bien tout le disque de la galaxie.

Le suivi des électrons semble facile mais pourtant ils ne représentent qu'une infime partie des cosmiques, il serait bien plus judicieux de traquer les protons et les noyaux. Dans ce cas, il ne s'agit plus du domaine radio mais du domaine gamma où l'on peut repérer le sillage des protons et noyaux du rayonnement cosmique. Une nouvelle fois, le milieu interstellaire joue les révélateurs, non par son magnétisme, mais en tant qu'obstacle sur la trajectoire des rayons cosmiques. Comme nous l'avons vu précédemment le milieu interstellaire contient assez de particules pour que les protons qui s'y propagent risquent, tôt ou tard, de percuter un atome du milieu. De nombreuses particules sont issues de cette collision. Certaines d'entre elles comme les pions neutres, se désintègrent promptement en deux photons gamma de haute énergie :



Il suffit donc de repérer les sites d'émission de ces photons gamma pour savoir où se propagent les protons et noyaux du rayonnement cosmique. Le problème est de bien identifier les photons comme étant une contrepartie d'accélération de rayons cosmique (proton ou noyaux) et non pas comme une contrepartie d'accélération d'électrons de l'effet synchrotron. Pour en être bien sûr, considérons la nébuleuse du crabe, source standard en astronomie gamma (*cf.* figure 1.9). La mesure d'un gamma de haute énergie peut, très bien, être expliquée en termes de contrepartie d'accélération d'électron comme le montre les modèles 1 et 2 représentés sur la figure. En revanche, la mesure d'un gamma de très haute énergie ($E > 100$ TeV) signerait, de manière univoque, l'accélération de rayons cosmiques (principalement des protons). En effet, en raison de leur faible masse, les électrons perdent plus rapidement leur énergie que les protons par rayonnement synchrotron.

La puissance rayonnée est proportionnelle à $1/m^4$, or la masse d'un électron est environ 2000 fois plus petite que celle d'un proton, ceci implique que les électrons perdent beaucoup plus d'énergie par rayonnement synchrotron. De ce fait, il est quasiment impossible qu'ils puissent produire des gammas d'énergie aussi élevée.

Si ces photons gamma ont été créés par un rayon cosmique ayant subi une interaction près de sa source d'accélération, alors cela peut être un bon moyen d'apprendre davantage sur les mécanismes et les sources des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie.

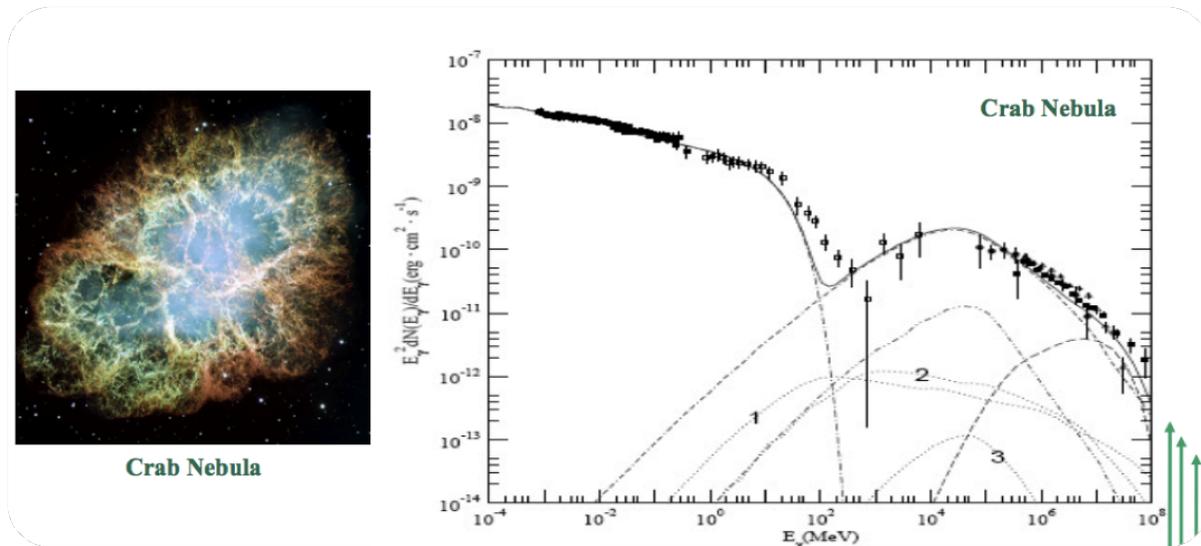


FIGURE 1.9 – Flux des gammas mesurés dans la nébuleuse du crabe en fonction de leur énergie.

1.3 Gerbes atmosphériques et techniques de détection

Les gerbes atmosphériques ont été mises en évidence par Pierre Auger dès 1938. Nous présenterons ce phénomène, ses principales propriétés ainsi que les méthodes expérimentales utilisées pour sa détection.

1.3.1 Développement des gerbes atmosphériques

L'interaction d'un rayon cosmique avec l'atmosphère induit un enchaînement de réactions secondaires et la création d'un nombre considérable de particules. Ce phénomène est communément appelé "gerbe atmosphérique". Lorsque le rayon cosmique incident ou primaire a assez d'énergie, la gerbe peut être détectée au sol par les particules secondaires ou via la lumière de fluorescence émise par les molécules de l'atmosphère (azote, oxygène) au passage des particules chargées de la gerbe. Plus le primaire est énergétique, plus les particules secondaires seront nombreuses et pourront être détectées à basse altitude. De la même manière, une plus grande énergie du primaire induira une émission de fluorescence plus conséquente.

Une gerbe atmosphérique est caractérisée par 5 paramètres :

- **l'axe de la gerbe**, prolongement de la trajectoire du primaire autour duquel se développe la gerbe atmosphérique. Il définit la direction d'arrivée du rayon cosmique incident,
- **le coeur de la gerbe** est la position géographique où l'axe de la gerbe coupe le plan défini par le sol,
- **le front de gerbe** est la forme créée par les particules se propageant vers le sol. Il a une épaisseur, une courbure et une extension qui vont dépendre de la nature, de l'énergie et de la direction du primaire et surtout du premier point d'interaction,
- **le profil latéral** est la projection du nombre de particules dans un plan perpendiculaire à l'axe de la gerbe à une altitude donnée. C'est une représentation à un instant donné du front de gerbe,
- **le profil longitudinal** représente l'évolution du nombre de particules composant la gerbe tout au long de son développement. On utilise la profondeur atmosphérique X , qui corres-

pond à la quantité de matière traversée par une particule, pour l'étude du développement longitudinal. Cette distance parcourue s'exprime comme l'intégrale de la colonne de densité d'air le long de la trajectoire et a pour unité le g/cm^2 .

Les processus d'interaction dans les grandes gerbes sont soumis à des variations aléatoires importantes qui rendent difficile l'identification du primaire ayant engendré une gerbe donnée.

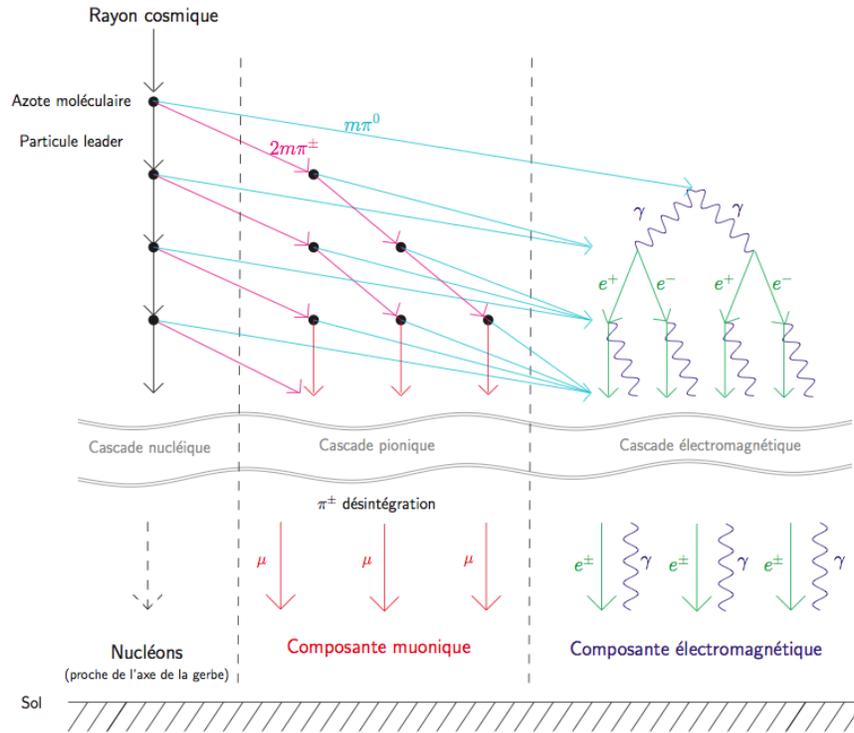


FIGURE 1.10 – Développement d'une gerbe atmosphérique de nature hadronique.

Développement longitudinal

La première interaction d'un rayon cosmique de nature hadronique avec l'atmosphère a lieu, typiquement, à une altitude de 20 kilomètres. Cette première interaction constitue le début du développement de la gerbe. Les produits issus de l'interaction du rayon cosmique avec l'air sont principalement des pions (π^\pm , π^0), des kaons (K^\pm , K^0) et divers fragments nucléaires (cf. figure 1.10). Trois composantes de la gerbe peuvent être distinguées :

- **la composante nucléaire ou hadronique** se développe le long de l'axe défini par le rayon cosmique incident. Elle est composée des différents hadrons (π^\pm , π^0 , K^0), nucléons et fragments nucléaires issus de la première interaction et qui constitue le cœur hadronique de la gerbe,
- **la composante muonique** se compose de μ^\pm , de neutrinos et d'antineutrinos muoniques. Elle est issue de la désintégration des pions chargés qui intervient à une altitude où la longueur de désintégration de ces particules devient plus courte que leur longueur d'interaction avec les composants de l'atmosphère,
- **la composante électromagnétique** résultant de la désintégration des pions neutres en une

paire de photons qui initient, par la suite, une cascade électromagnétique alimentée par la création de paire e^+e^- et de photons *bremsstrahlung*.

Les kaons contribuent par leurs différents modes de désintégration à la fois à la composante muonique et électromagnétique de la gerbe. Pour donner une idée, un proton de 10 EeV produit environ 6×10^9 particules chargées au maximum de développement de la gerbe : X_{max} . Au delà de cette profondeur, la composante électromagnétique est progressivement absorbée par l'atmosphère. Ainsi, les particules électromagnétiques qui arrivent jusqu'au sol ont des énergies d'une dizaine de MeV pour les électrons/positrons et de quelques MeV pour les photons. Le maximum de production des muons, *i.e* le lieu de désintégration des pions chargés, se situe à des altitudes voisines de 7 kilomètres. Au sol, on trouve essentiellement des muons ayant une énergie autour de 1 GeV.

Le profil longitudinal de la composante électromagnétique peut être reconstruit à partir de la lumière de fluorescence, émise par les molécules de l'atmosphère en réponse à l'excitation des particules chargées (électrons, positrons). L'énergie de la gerbe se calcule en intégrant les pertes d'énergie par ionisation en fonction de la profondeur atmosphérique :

$$E = \left. \frac{dE}{dX} \right|_{e^\pm} \times \int_{X_{sol}}^{\infty} N_e(X) dX \quad (1.6)$$

où $\frac{dE}{dX}$ est égal à 2,2 MeV/g/cm² [17] et où $N_e(X)$ est le nombre de particules chargées à la profondeur X . La détermination de l'énergie par des dispositifs expérimentaux comme les télescopes à fluorescence dépend peu des modèles de développement des gerbes atmosphériques. Il faut toutefois corriger la formule 1.6 de l'énergie non détectable (emportée par les muons et les neutrinos), ce qui représente environ 10 %.

La position du maximum de développement de la gerbe X_{max} est définie par rapport à la première interaction du primaire. Les travaux de Ranchon & Urban [18] montrent que le profil longitudinal de la gerbe est donné par les pions neutres de la première interaction. X_{max} dépend donc à la fois de l'énergie du primaire mais également de la multiplicité totale $m(E)$ de la première interaction :

$$X_{max} = X_0 \times \ln \left(\frac{E}{m(E) \times E_c} \right) \quad (1.7)$$

où $X_0 = 37$ g/cm² est la longueur de radiation dans l'air [19] et $E_c = 84$ MeV est l'énergie critique qui correspond au seuil au-delà duquel les électrons et les positrons perdent plus d'énergie par *bremsstrahlung* que par ionisation [20].

Afin de bien comprendre l'impact de ce paramètre, prenons l'exemple d'une gerbe purement électromagnétique dont la valeur de X_{max} est alors $X_0 \times \ln(E/E_c)$ (modèle de Heitler [21]). Une gerbe initiée par un hadron crée lors de la première interaction m pions neutres, ce que l'on peut assimiler à m gerbes électromagnétiques ayant chacune une énergie E/m . La valeur de X_{max} est alors proportionnelle à $X_0 \times \ln(E/m(E)E_c)$.

La différence entre le maximum de développement d'une gerbe issue d'un proton et d'un noyau de fer est représentée en figure 1.11. En première approximation, une gerbe induite par un noyau de A nucléons se comporte comme une gerbe produite par A nucléons chacun d'énergie E/A . Le paramètre X_{max} permet donc de fournir des informations sur la nature du rayonnement cosmique.

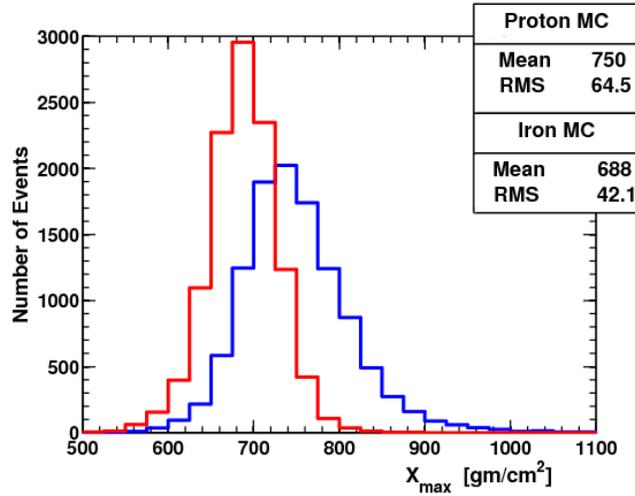


FIGURE 1.11 – Comparaison des maxima de développement d’une gerbe, X_{max} , initiée par un proton (bleu) ou un noyau de fer (rouge).

Développement latéral

La majorité des particules (80 %) se situent dans un rayon de 100 mètres autour de l’axe de la gerbe. Comme nous l’avons vu précédemment les gerbes initiées par des noyaux lourds se développent plus haut dans l’atmosphère (cf. figure 1.11), ce qui implique une plus grande dispersion des particules au sol, conduisant à une distribution latérale plus étendue (plus grande distance). D’autre part la densité de particules en général est plus importante pour des gerbes de noyau lourd. Cependant, si la gerbe se développe plus haut alors la distance à parcourir avant d’atteindre le sol est plus grande, ce qui implique une plus forte atténuation. Les deux effets se compensent conduisant à une densité de particules électromagnétiques similaire entre fer et proton. La composante électromagnétique diminue fortement à grande distance de l’axe de la gerbe en raison de l’absorption dans l’atmosphère des particules de faible énergie.

En revanche, le nombre de muons arrivant au sol varie fortement suivant la nature du primaire. Comme le maximum de développement de la gerbe, la différence entre le nombre de muons produits par un noyau atomique et un proton peut être estimé par le modèle de superposition où un noyau composé de A nucléons génère A gerbes hadroniques ayant une énergie de E/A . Le nombre total de muons n’augmente pas aussi rapidement que l’énergie : $N_{\mu} \propto E^{\beta}$ avec $\beta = 0.93$ [22]. Le rapport de production muonique entre un noyau A et un proton est donné par :

$$\frac{N_{\mu}^A}{N_{\mu}^p} = A \times \frac{(E/A)^{\beta}}{E^{\beta}} = A^{1-\beta} \quad (1.8)$$

Ainsi un noyau de fer produit 40 % plus de muons qu’un proton. Ceci montre que le nombre de muons est un excellent paramètre pour l’identification du rayonnement cosmique.

Ce sont les réseaux de détecteurs, scintillateur ou cuve à effet Cherenkov⁵, qui mesurent le développement latéral des particules chargées de la gerbe. Les scintillateurs détectent les électrons/positrons ainsi que les muons, tandis que les cuves sont également sensibles aux photons.

5. une particule chargée se déplaçant dans un milieu d’indice de réfraction n avec une vitesse v supérieure à celle de la lumière dans ce même milieu c/n , émet un rayonnement électromagnétique dit Cherenkov, qui se matérialise sous la forme d’un cône de lumière émis vers l’avant, dans le sens de propagation de la particule.

Dans les deux types de détecteur, l'énergie de la gerbe peut être déterminée en évaluant le signal à une distance optimale où les fluctuations gerbe à gerbe sont minimales. La correspondance énergie/signal est étalonnée au moyen de simulation. Malheureusement nous sommes fortement dépendant des modèles de développement des gerbes et les erreurs systématiques sont grandes.

Simulation des gerbes atmosphériques

À ce jour, les principaux programmes de simulation des gerbes atmosphériques sont Aires [23] (AIR shower Extended Simulations) et Corsika [24] (COsmic Ray Simulations for KASCADE) pour le développement latéral des gerbes, ainsi que CONEX [25] pour le développement longitudinal.

Toutes les simulations de gerbes dans ce document ont été réalisées avec Corsika, nous développerons donc un peu le principe de ce programme.

Corsika est un programme Monte Carlo pour étudier l'évolution et les propriétés du développement des gerbes atmosphériques générées par des particules cosmiques de haute énergie. Au départ, il a été développé pour la simulation de l'expérience KASCADE [26] à Karlsruhe (Allemagne). Le programme Corsika permet de simuler les interactions ainsi que les décroissances des noyaux, hadrons, muons, électrons et photons dans l'atmosphère. Initialement conçu pour des gerbes cosmiques entre 3×10^{14} à 1×10^{17} eV, il a été modifié pour atteindre des énergies de quelques 10^{20} eV. Il donne le type, l'énergie, la position, la direction et le temps d'arrivée de toutes les particules secondaires, qui ont été créées dans le développement de la gerbe et qui atteignent l'altitude de l'observatoire demandée.

Corsika est un ensemble de routines en Fortran. Il fonctionne sur n'importe quelle machine où le Fortran est disponible, sans ajout de bibliothèques supplémentaires.

Ce programme est composé principalement de quatre parties :

1. Programme principal qui lit un fichier d'entrée, donnant les paramètres du primaire (type, énergie, θ , ϕ), l'altitude de l'observatoire, le champ magnétique de la position de l'observatoire, les modèles hadroniques utilisés, et le fichier sortie. Il va traiter les décroissances des particules instables, et en tenant compte des pertes d'énergie par ionisation, ainsi que des déviations par le champ magnétique de la Terre,
2. Traite les interactions hadroniques, de haute énergie, des noyaux et hadrons avec les noyaux de l'air,
3. Simulation des interactions hadroniques à faibles énergies,
4. Simulation des interactions électromagnétiques (électrons, positrons et photons).

Les paramètres d'une gerbe atmosphérique (énergie, X_{max} , profils longitudinal et latéral, densités muonique et électromagnétique) dépendent à la fois de la nature du primaire de la physique hadronique décrivant les interactions. Malheureusement dans le cas des rayons cosmiques les plus énergétiques (au-delà de 10^{18} eV), l'énergie mise en jeu dans la première interaction est largement supérieure à celle atteinte par les accélérateurs de particules (les interactions proton-proton du LHC se font à 14 TeV). Ceci montre la nécessité d'un modèle théorique pour décrire les interactions et la section efficace totale à ces énergies.

Comme nous l'avons vu précédemment les modèles sur les interactions hadroniques ont beaucoup d'influence, notamment sur le profil latéral. C'est pourquoi les interactions hadroniques de haute énergie peuvent être traitées par plusieurs modèles : le modèle quark-gluon, QSGJET [27] ou EPOS [28] qui simule les interactions nucléaires et les effets de densité, *etc* ; De la même manière, nous avons plusieurs modèles disponibles pour la simulation des interactions hadroniques à plus basse énergie.

La production de particules étant colossale, il est impossible de suivre individuellement chacune d'entre elles au cours de leur propagation (une gerbe de 10^{20} eV serait simulée en un mois), des algorithmes de sélection ont été développés. Le principe, nommé "*thinning*", consiste à ne conserver qu'une partie des particules secondaires de la gerbe et à leur attribuer un poids statistique inversement proportionnel à leur énergie. La procédure de *thinning* conduit à une perte d'information notamment des fluctuations de la gerbe.

1.3.2 Méthodes expérimentales de détection

Les propriétés des rayons cosmiques de haute énergie sont mesurées indirectement *via* les gerbes de particules qu'ils génèrent au cours de leur passage dans l'atmosphère. On distingue essentiellement deux types de techniques : les réseaux de surface et les télescopes à fluorescence (*cf.* figure 1.12).



FIGURE 1.12 – Exemples des deux types de technique pour la détection des rayons cosmiques de haute énergie : le réseau de surface de KASCADE (à gauche) et les télescopes à fluorescence de HiRes (à droite).

Le réseau de surface

Le réseau de surface, utilisé sur de nombreuses expériences telles que KASCADE [26], Volcano Ranch [29], SUGAR [30], AGASA [31], Yakutsk [32] ou encore Pierre Auger, se sert de détecteurs élémentaires de particules de type scintillateur plastique ou cuve à eau disposés sur de grandes surfaces. La surface couverte est fonction du flux des rayons cosmiques que l'on souhaite détecter. Par exemple, il suffira de quelques centaines de m^2 pour la région du genou (10^{15} eV) contre quelques milliers de km^2 pour étudier la cheville (10^{19} eV). L'espacement entre chaque détecteur est lui aussi dépendant de l'énergie qui nous intéresse. Pour des énergies de l'ordre de 10^{18} eV, l'espacement adéquat est de l'ordre du kilomètre.

Au passage du front de particules d'une gerbe, les détecteurs mesurent en coïncidence les signaux générés par l'énergie déposée. Les différences de temps entre les détecteurs permettent de reconstruire la direction d'arrivée de la gerbe. La charge déposée dans chacun des détecteurs échantillonne la distribution latérale des particules secondaires de la gerbe parvenant au niveau du sol.

Ce type de détecteur est très robuste et présente un cycle utile (temps effectif de fonctionnement) de 100 %. Du côté des limitations, il y a principalement deux défauts :

- le réseau n'est sensible qu'à la fin du développement de la gerbe atmosphérique et doit faire appel à des modèles hadroniques pour estimer l'énergie du primaire à partir de la distribution latérale de particules,
- l'acceptance est très réduite pour les gerbes inclinées. Le scintillateur plastique, avec sa forme plane, présente une petite surface effective pour les grands angles d'inclinaison. Les cuves Cherenkov pallient ce défaut mais les gerbes inclinées traversant beaucoup plus d'atmosphère que leurs homologues verticales sont atténuées et seuls les muons de la gerbe parviennent jusqu'au détecteur.

La fluorescence

La fluorescence doit son existence à la course à l'armement au début des années 60. L'armée américaine a développé cette technique pour estimer la puissance des bombes atomiques qu'elle faisait exploser dans l'atmosphère. Les particules chargées éjectées lors de l'explosion produisent de la luminescence qui, une fois collectée, constitue un bon indicateur de l'énergie dissipée. Cette technique fut reprise quelques années plus tard par l'équipe de Greisen à l'université Cornell (USA) pour observer les gerbes atmosphériques.

Au passage du front de particules chargées, les molécules de l'atmosphère, principalement d'azote, sont excitées et ionisées. Une partie de cette énergie d'excitation est ensuite émise sous forme de rayonnement isotrope visible ou UV qui est alors détecté par des télescopes au sol. Les caméras à photomultiplicateurs des télescopes observent une trace, qui représente le profil longitudinal des particules secondaires chargées au cours de leur évolution dans l'atmosphère. Cette technique a été mise au point sur l'expérience Fly's Eye [33] et son évolution HiRes [34]. Elle est également implantée à l'observatoire Pierre Auger.

Elle permet de déterminer l'énergie de manière "calorimétrique" en s'appuyant sur l'isotropie du flux de fluorescence. Ce flux est proportionnel à l'énergie déposée dans l'atmosphère par la gerbe. Cette technique est donc moins dépendante des modèles hadroniques. Cependant, elle nécessite une bonne connaissance des propriétés de l'atmosphère. La prise de données ne peut se faire que durant les nuits sans lune et sans nuage soit environ 10% du temps.

La radio

Enfin, un troisième type de mesure, basée sur l'émission radio des gerbes a été mise en oeuvre sur des expériences telles que CODALEMA [35, 36], LOPES [37] ou plus récemment à l'Observatoire Pierre Auger.

1.4 Résultats

La multiplication des expériences pour étudier les rayons cosmiques a donné lieu à de nombreuses découvertes tant sur le spectre en énergie que sur la composition ou les anisotropies. Nous présentons dans cette partie le résumé de ces découvertes.

1.4.1 Le spectre en énergie

Par la suite, nous considérons plus en détail deux régions d'énergie : les rayons cosmiques galactiques ayant des énergies jusqu'à 10^{17} - 10^{18} eV et la composante à plus haute énergie (au-delà de 10^{18} eV).

Rayons cosmiques galactiques

Le spectre en énergie a été mesuré à très basse énergie (entre 1 GeV et 1 TeV) par mesures directes (satellite, ballon) avec des détecteurs tels que PAMELA [38] ou TRACER [39]. Puis, de nombreux groupes ont publié les résultats du spectre en énergie mesurés indirectement dans la région du genou (autour de 10^{15} eV). La compilation des spectres obtenus par toutes les expériences est présentée en figure 1.13. L'ordonnée a été multiplié par $E_0^{2.5}$ pour pouvoir distinguer plus facilement le genou (brisure du spectre).

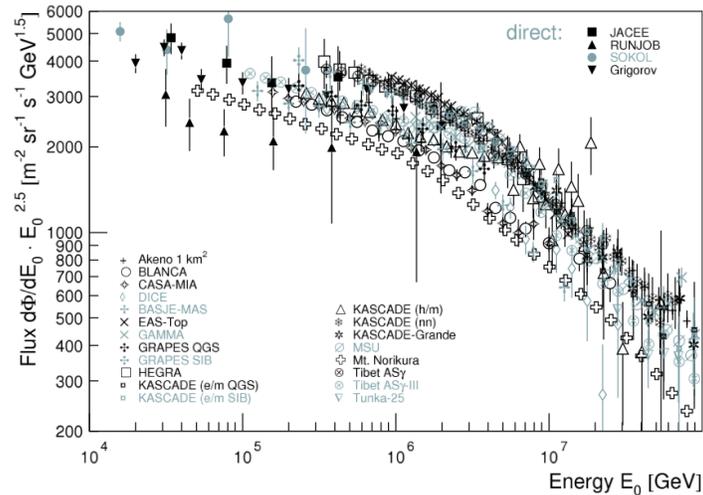


FIGURE 1.13 – Spectre en énergie des rayons cosmiques galactiques mesuré par différentes expériences [40].

Bien que les valeurs issues des groupes diffèrent d'un facteur deux sur le flux, ils s'accordent tous sur la forme du spectre plaçant le genou à 4 PeV. Les valeurs du flux jusqu'à 1 PeV sont obtenues par des observations directes en ballon ou satellite au-dessus de l'atmosphère. Dans la région de recouvrement, les résultats issus à la fois de mesures directes et indirectes semblent être en adéquation et le flux résultant de mesures directes (satellite) est poursuivi par des méthodes indirectes (téléscopes à fluorescence). En dépit des incertitudes de chaque expérience, une allure précise du spectre se dessine. Le genou est causé par une diminution du flux d'éléments légers. Les mesures suivent une loi de puissance avec une coupure à haute énergie [40].

Rayons cosmiques d'énergie extrême

La détection dès 1962 d'un rayon cosmique d'énergie supérieure à 10^{20} eV, par John Linsley et ses collaborateurs sur le site de Volcano Ranch [29], a soulevé de multiples questions suscitant l'intérêt de nombreux physiciens et donc l'apparition de diverses expériences.

A haute énergie, le temps d'observation et la couverture sont les deux paramètres qui influent sur la statistique des événements détectés. Une représentation des flux mesurés par les détecteurs d'ultra haute énergie est représentée en figure 1.14.

On distingue le second genou à $10^{17.5}$ eV et la cheville à $10^{18.5}$ eV. Les données de Auger [42] peuvent être décrites par les modèles avec une distribution uniforme des sources et montrent clairement une suppression du flux à ultra-haute énergie (au-delà de 10^{20} eV), comme attendu par le modèle GZK [43, 44].

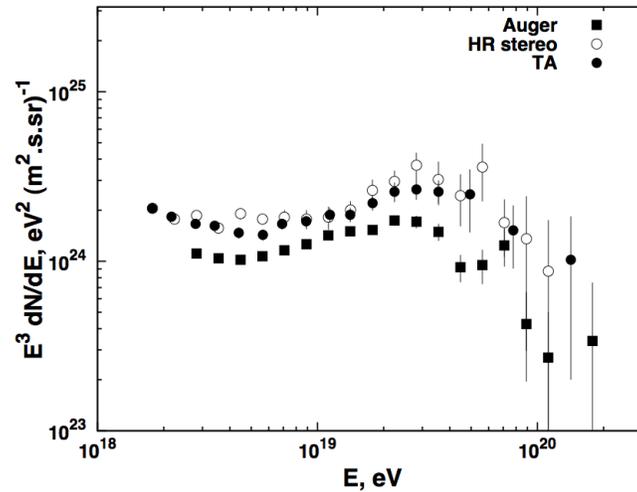


FIGURE 1.14 – Spectre des rayons cosmiques pour la région la plus énergétique, mesuré par HiRes, Auger et TA. Le flux a été multiplié par E^3 [41].

Pour confirmer le modèle GZK, les rayons cosmiques d’ultra-haute énergie de Auger doivent être des protons. S’il ne s’agit pas de proton, la suppression du flux peut être la conséquence d’un épuisement des sources.

1.4.2 La composition

Pour des énergies inférieures à 10^{14} eV, les mesures réalisées par des détecteurs au-dessus de l’atmosphère montrent une forte composition en proton (98%). A plus haute énergie, la composition est étudiée à travers plusieurs paramètres tels que le logarithme de la masse moyenne. Cette quantité dérive du rapport électrons sur muons qui sont détectés au sol. Une autre observable de la composition, que nous utiliserons par la suite, est le maximum de développement de la gerbe X_{max} défini précédemment. Les mesures de X_{max} réalisées par les différentes expériences sont reportées en figure 1.15, couvrant les énergies de 10^5 à 10^{11} GeV.

Les résultats expérimentaux sont comparés aux prédictions du maximum de développement de gerbes induites par un proton et un noyau de fer. Les gerbes ont été simulées par Corsika en utilisant les modèles hadroniques QGSJET 01, QGSJET II-3, SIBYLL 2.1 et EPOS 1.6. On constate des différences significatives entre les différents modèles. Ces disparités deviennent importantes quand les conclusions sur la composition des rayons cosmiques se résument à la comparaison des prédictions (modèles) aux données.

Avant 4×10^6 GeV, toutes les expériences tendent à montrer une croissance rapide soit un allègement de la composition en fonction de l’énergie. Autour du "genou", on constate un plateau correspondant à un alourdissement des rayons cosmiques. Au-delà de 4×10^7 GeV, les données semblent indiquer une pente constante de X_{max} en fonction de l’énergie, qui est cependant plus raide que les modèles du fer. D’un autre côté les modèles avec proton ne sont pas non plus très concluants.

La Collaboration HiRes a publié une analyse basée sur la mesure de X_{max} pour des énergies au-delà de 10^{17} eV. Les données comptent 533 événements détectés par deux télescopes à fluorescence en 20 mois. Le taux d’élongation entre 10^{17} et $10^{18,5}$ eV est de $93 \pm 8,5$ g/cm² avec une erreur systématique de 10,5 g/cm². La comparaison aux prédictions des modèles hadroniques, initiés

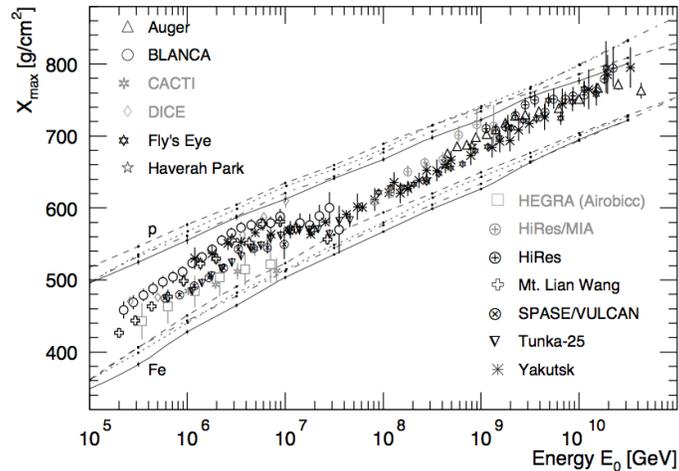


FIGURE 1.15 – Distributions du X_{max} en fonction de l'énergie, obtenues par diverses expériences. Les lignes représentent les prédictions des différents modèles hadroniques pour des gerbes induites par un proton ou un fer, avec différents modèles hadroniques.

par des protons ou noyaux de fer, suggère une transition rapide de la composition des rayons cosmiques : passant de lourde à légère. Les points de HiRes sont représentés par des cercles vides en figure 1.16. Les lignes correspondent aux différents modèles hadroniques.

L'expérience Telescop Array (TA) représentée par des points noirs suit les résultats de HiRes, à savoir une composition légère composée de proton ou de noyaux légers.

Les résultats présentés par la collaboration Auger, carré noir en figure 1.16, utilisent des événements hybrides, *i.e* événements qui ont été vus par au moins un télescope à fluorescence plus le détecteur de surface. Le taux d'élongation des trois points en dessous de $10^{18,25}$ eV est de 106^{+35}_{-21} g/cm² et de 24 ± 3 g/cm² au-delà. Ces résultats semblent indiquer un allègement de la composition des rayons cosmiques avant $10^{18,25}$ eV confirmant les résultats d'HiRes et de TA. En revanche, Auger montre clairement un allourdissement de la composition tendant vers le fer. Alors que TA et HiRes, malgré la faible statistique, ne montre pas cette allourdissement. L'augmentation de la masse de la composition à ultra-haute énergie, vue par Auger, suggère que les éléments légers, ayant atteint un maximum d'énergie, ne peuvent plus être accélérés expliquant la préférence aux éléments lourds.

1.4.3 Les anisotropies

Enfin, la recherche des anisotropies dans la direction d'arrivée des rayons cosmiques peut contribuer à la compréhension de leur origine, en particulier à identifier les sources ou du moins la région. En effet, les rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10 EeV sont, compte tenu de la connaissance que nous avons des champs magnétiques galactiques et extragalactiques, suffisamment "rigides" pour ne pas subir de déviations importantes. De plus, les interactions avec le rayonnement fossile ont pour conséquence que l'horizon des rayons cosmiques d'ultra-haute énergies (RCUHEs), c'est-à-dire la distance depuis laquelle nous parvenons ces particules, est d'autant plus réduit que l'énergie est importante : plus les rayons cosmiques sont énergétiques, plus leurs sources potentielles sont proches. Le flux de particules d'énergie supérieure à 10^{20} eV ne concerne ainsi que les sources comprises dans une sphère d'une centaine de mégaparsec de rayon.

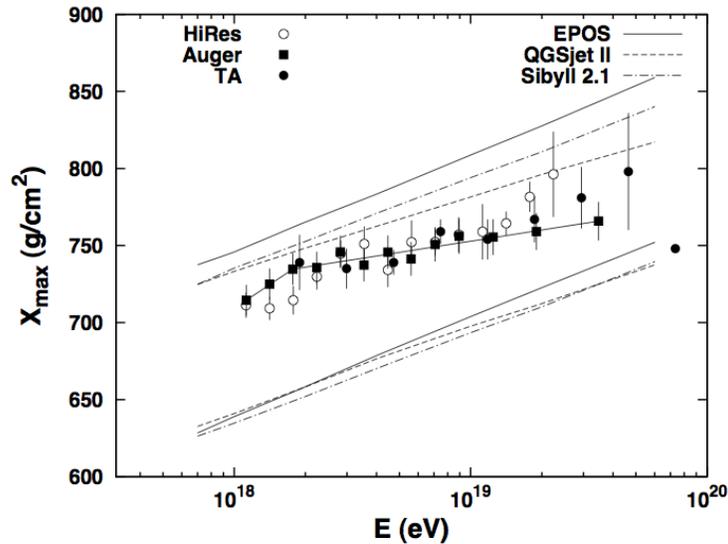


FIGURE 1.16 – Mesures de X_{max} obtenues par les collaborations HiRes, Auger et TA en fonction de l'énergie. Les résultats sont comparés aux prédictions de trois modèles d'interaction pour les protons et fer [41].

Rayons cosmiques galactiques

Les expériences Super-Kamiokande et Tibet observent des anisotropies dans la même région du ciel [45, 46]. Pour des énergies inférieures à 12 TeV, les anisotropies montrent une dépendance avec l'énergie et à plus haute énergie elles tendent à disparaître. Autour de ces énergies, les données des diverses expériences telles que Milagro et IceCube confirment une origine galactique. De plus, les mesures semblent compatibles avec l'hypothèse d'une accélération par choc d'un reste de *supernova*. D'autre part, la théorie favorisée concernant le genou est la combinaison d'une énergie maximale atteinte par les rayons cosmiques dans les processus d'accélération impliquant une fuite de ces derniers.

Rayons cosmiques d'énergie extrême

L'Observatoire Pierre Auger recherche les corrélations de ces événements les plus énergétiques avec des sources astrophysiques, notamment les noyaux actifs de galaxie (NAG). Pour établir une corrélation, les données ont été comparées aux positions des NAGs proches (75 Mpc) issues du catalogue Véron-Cetty & Véron (VCV). Afin de s'affranchir des pénalités statistiques inhérentes à la recherche *a posteriori* d'anisotropies, l'analyse exposée en [47, 48] procède en deux étapes. Tout d'abord, un *scan* "exploratoire" met en évidence un excès significatif pour des paramètres optimisés. Puis, les conditions établies précédemment sont ensuite évaluées sur un second jeu de données indépendant. Ainsi, on étudie la corrélation entre les rayons cosmiques et les NAGs localisés à moins de 75 Mpc. Il s'agit de mesurer la fraction des événements dont les directions d'arrivée sont situées à moins de $3,1^\circ$ de la position des NAGs (*cf.* figure 1.17). On estime que jusqu'à 21%, il peut s'agir d'un flux isotrope. Sur les 69 événements de plus de 55 EeV, Auger mesure une fraction de corrélation de 33 % [49].

La faible corrélation avec les données examinées ne montrent pas de corrélation avec les NAGs mais elle met en évidence une anisotropie. Ceci confirme vraisemblablement l'origine extragalac-

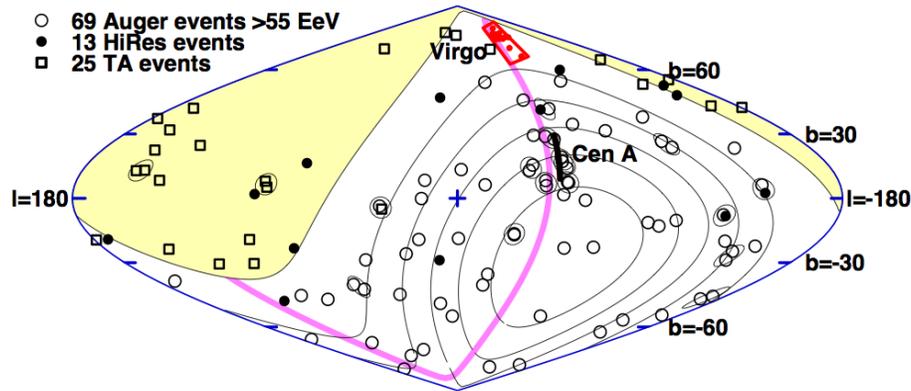


FIGURE 1.17 – Directions d'arrivée des 69 événements d'Auger, des 13 de HiRes et des 25 de TA en coordonnées galactiques. La zone colorée montre la partie de la galaxie que ne peut pas voir Auger. Les événements qui ont une distance angulaire inférieure à 5° sont encerclés [50].

tique des rayons cosmiques en raison, d'une part, de leur proximité avec le plan supergalactique et, d'autre part, car aucun modèle "galactique" ne peut soutenir une telle évidence.

L'analyse a été réalisée par l'expérience HiRes. A mêmes énergies, HiRes parvient à identifier seulement 2 événements sur 13 avec les NAGs alors qu'on attend un taux supérieur à 3,2 pour confirmer une anisotropie [51]. Cependant, il est important de préciser que le champ de vue d'HiRes n'est pas le même que celui d'Auger. Les différences entre les résultats de HiRes et Auger ne sont toujours pas comprises à l'heure actuelle, mais il est clair qu'une différence de calibration d'énergie pourrait expliquer cet effet.

La collaboration Telescope Array a également recherché cette corrélation. TA se situe dans l'hémisphère nord donc les NAGs qu'il voit ne sont pas les mêmes qu'Auger, ils ont toutefois quelques NAGs en commun. En considérant toutes les données de TA, la fraction de corrélation est d'environ 30% ce qui est compatible avec les résultats d'Auger. La probabilité qu'une corrélation s'effectue par hasard avec un flux isotrope est estimée à 10^{-2} . Nous aurions besoin de beaucoup plus de données afin de conclure si la statistique actuelle est suffisante pour confirmer les anisotropies observées par Auger et TA.

1.5 Perspectives futures

Malgré toutes les connaissances acquises depuis plus d'un siècle, de nombreuses questions demeurent encore et toujours sans réponse. Nous résumons, ici, les grandes interrogations qui subsistent et qui occuperont les physiciens, au moins, pour la prochaine décennie.

Spectre

L'un des premiers enjeux qui nécessite d'être compris est le spectre en énergie des rayons cosmiques, notamment à ultra-haute énergie : la suppression du flux. S'agit-il comme cela laisse présager la confirmation du modèle GZK ? ou est-ce tout simplement un épuisement des sources ? Pour répondre à cette question, la composition est fondamentale car le modèle GZK requiert des protons. Les études d'anisotropies pourraient également apporter des informations pour conclure.

Composition

Les résultats issus des diverses expériences montrent une composition légère (proton) des rayons cosmiques de 10^{17} à $10^{18,5}$ eV. Puis, on observe un alourdissement de la composition à plus haute énergie. La seule chose que l'on peut déduire est qu'il s'agit d'une composition mixte, pas comme à basse énergie où l'on a 98% de proton. Toutefois ces études sont très dépendantes des modèles hadroniques et la statistique pour les ultra-haute énergie est très faible. En effet, ces mesures de composition sont réalisées avec les télescopes à fluorescence qui ne fonctionnent que 10% du temps. L'utilisation d'un réseau de surface, comme celui de l'observatoire Pierre Auger, permettrait d'augmenter la statistique et ainsi avoir de nouvelles informations sur la composition.

Transition galactique / Extra-galactique

Alors qu'il existe un consensus sur l'origine galactique des rayons cosmiques jusqu'au genou (3×10^{15} eV) et sur leur origine extragalactique au-delà de 10^{19} eV, le débat sur la genèse de ces rayons dans la région intermédiaire a reçu beaucoup moins d'attention, en particulier du fait de l'ambiguïté intrinsèque à la définition même de cette zone. L'intervalle d'énergie de 10^{17} à 10^{19} eV est probablement celui où la transition galactique/extragalactique a lieu. Par conséquent, l'origine des rayons cosmiques dans cet intervalle, bien que revêtant une importance toute particulière du point de vue physique, est particulièrement difficile à étudier. L'étude des anisotropies et de la composition pourront apporter des éléments de réponse.

Chapitre 2

L'Observatoire Pierre Auger

Sommaire

2.1	Localisation de l'observatoire	28
2.2	Le détecteur de fluorescence	29
2.2.1	Description d'un télescope à fluorescence	29
2.2.2	Étalonnage du détecteur	30
2.2.3	Acquisition des données et déclenchement d'une caméra	31
2.2.4	Reconstruction géométrique des événements FD	32
2.2.5	Profil longitudinal et mesure de l'énergie	33
2.3	Le détecteur de surface	35
2.3.1	Description d'une cuve	35
2.3.2	Étalonnage des stations	36
2.3.3	Déclenchement du détecteur de surface	37
2.3.4	Sélection des événements SD	39
2.3.5	Reconstruction des événements SD	40
2.3.6	Application : Reconstruction en énergie via 4 réseaux indépendants	45
2.4	Exemple d'événement hybride	50

L'Observatoire Pierre Auger (OPA), dont la construction lancée en 2001 s'est achevée en 2008, est dédié aux rayons cosmiques d'ultra-haute énergie (au delà de 10^{18} eV). Avec ses quelques 3000 km², il reste aujourd'hui le plus grand observatoire jamais construit au monde [52]. Situé en Argentine dans la province de Mendoza, il combine deux techniques différentes pour la mesure des gerbes atmosphériques générées par les rayons cosmiques : un réseau de cuves à effet Cherenkov ainsi que des détecteurs de fluorescence. La caractéristique hybride de l'observatoire permet d'augmenter la précision des reconstructions géométriques et d'intercaler les deux détecteurs. De plus, si l'on se replace dans le contexte de l'époque, il y a vingt ans, les résultats des expériences HiRes [53] et AGASA [54] se contredisaient. Alors qu'AGASA semblait montrer une continuité du flux en énergie des rayons cosmiques, HiRes mettait plutôt en évidence une rupture du flux en faveur de la coupure GZK. Se prononcer sur la justesse de l'une ou l'autre n'était pas aisé. En effet, la faible statistique couplée à l'utilisation de techniques différentes (AGASA avec un réseau de scintillateurs et HiRes avec des télescope de fluorescence) rend la tâche compliquée. C'est dans ces circonstances que l'observatoire a été imaginé, au milieu des années 90. Sa grande surface, devant

lui permettre plus de statistique, et l'utilisation du mode hybride lui confèrent tous les éléments pour statuer sur la discordance entre AGASA et HiRes.

Dans ce chapitre, nous présentons en détails les deux types de détecteurs, la reconstruction des événements hybrides et tous les éléments nécessaires pour les analyses ultérieures. Cette partie s'appuie essentiellement sur la référence [55].

2.1 Localisation de l'observatoire

Le projet Auger, dont le *Technical Design Report* a été écrit en 2001, comprenait initialement deux observatoires indépendants, l'un dans l'hémisphère Nord et le second dans l'hémisphère Sud. L'observation des deux hémisphères permet d'étudier des objets astrophysiques différents. De plus, la couverture totale du ciel présente un intérêt majeur pour l'étude des directions d'arrivée des rayons cosmiques. Pour commencer, le choix fut porté sur l'hémisphère Sud car les expériences existantes se situaient toutes dans l'hémisphère Nord, excepté SUGAR basé en Australie mais dont la statistique limitée empêche toute interprétation.

Après prospection, le choix du site pour la construction dans l'hémisphère Sud s'est porté sur la pampa Amarilla, à proximité de la ville de Malargüe dans la province de Mendoza en Argentine (cf. figure 2.1). Le site offre une immense surface avec une altitude régulière autour de 1400 m.

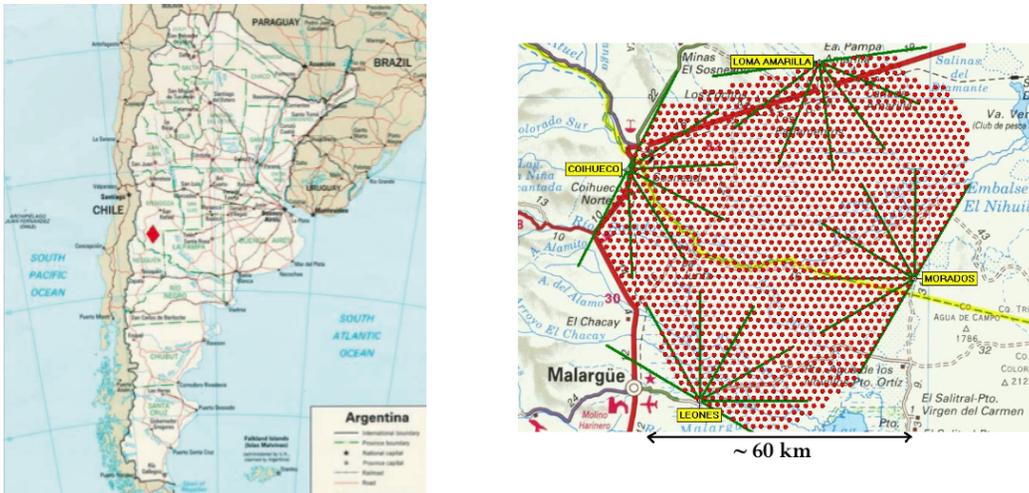


FIGURE 2.1 – Site de l'observatoire Pierre Auger dans la pampa Amarilla, près de Malargüe dans la province de Mendoza en Argentine. Le réseau de surface, ainsi que les 4 détecteurs à fluorescence sont représentés à droite.

Il y a deux critères importants pour le choix du site. Tout d'abord, le flux extrêmement faible des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie, de l'ordre d'une particule par kilomètre carré et par siècle à 10^{20} eV, implique une imposante surface effective de détection. Ainsi, pour l'installation du réseau de détecteurs de surface, le problème revient à trouver une étendue d'au-moins 3000 km^2 . Il est évident que les sites offrant une telle surface à une altitude régulière ne sont pas nombreux.

La seconde contrainte imposée pour la sélection du site est l'altitude. En effet, la détection d'une gerbe atmosphérique par un détecteur de surface est plus aisée si elle est détectée à son maximum de développement. Ainsi, l'altitude de 1400 m est optimisée pour la détection de gerbes de protons d'énergies comprises entre 10^{19} et 10^{20} eV [56].

Enfin, la latitude du site joue un rôle important pour offrir une bonne couverture du ciel, et l'ensoleillement doit être suffisant pour alimenter les cuves dont le panneau solaire constitue la seule ressource énergétique. Du côté fluorescence, la pampa offre un ciel très clair, peu pollué, et en moyenne peu nuageux.

2.2 Le détecteur de fluorescence

Le détecteur de fluorescence (*Fluorescence Detector* : FD) est composé de quatre sites comprenant chacun six télescopes (ou "oeil de mouche") indépendants. Les quatre bâtiments sont situés sur des collines autour du réseau de surface (cf. figure 2.2), et se nomment Coihueco, Los Leones, Los Morados et Loma Amarilla.

Ces télescopes détectent la lumière de fluorescence, principalement produite par l'azote moléculaire qui, excité par les particules chargées de la gerbe (électrons, positrons), revient à son état fondamental en émettant un rayonnement UV (de longueur d'onde entre 300 et 400 nm). La quantité de lumière émise est proportionnelle à l'énergie déposée par les particules chargées de la gerbe. Ainsi, la mesure du nombre de photons de fluorescence émis en fonction de la profondeur atmosphérique traversée permet de déterminer le profil longitudinal de la gerbe en terme de nombre de particules chargées. Il faut toutefois appliquer un certain nombre de corrections dues à la propagation de la lumière dans l'atmosphère.

Chaque site possède un champ de vue de 30° en azimuth et de $28,6^\circ$ en élévation, ce qui permet à chacun des quatre "yeux" de couvrir 180° en azimuth. Ainsi, l'ensemble des sites offre une couverture complète du réseau de surface et permet la détection de gerbes à partir d'1 EeV. En 2009, l'observatoire s'agrandit avec *High Elevation Auger Telescopes* (HEAT). Composé de trois télescopes d'un champ de vue de 60° en élévation, il permet d'abaisser le seuil de détection de rayons cosmiques à environ 10^{17} eV [57].

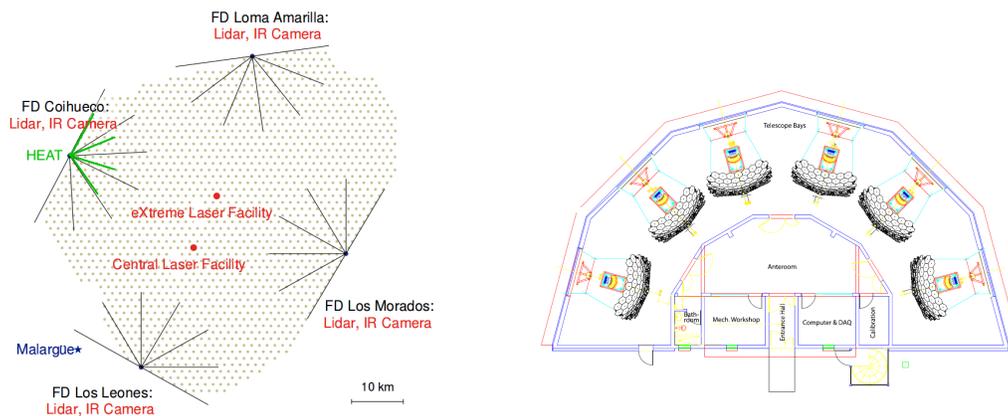


FIGURE 2.2 – A gauche : Site de l'observatoire Pierre Auger avec le détail des éléments FD. A droite : Vue du dessus d'un "oeil de mouche".

2.2.1 Description d'un télescope à fluorescence

La lumière de fluorescence entre dans le télescope à travers un diaphragme de 2,2 m de diamètre avant d'être focalisée, par un miroir sphérique de 3,5 m de rayon, vers une caméra. La caméra est composée de 20×22 photomultiplicateurs (PMs) hexagonaux de 45 mm de diamètre

qui jouent le rôle de pixels, couvrant une portion du ciel de $1,5^\circ$ de diamètre. Les signaux issus des PMs sont échantillonnés à 10 MHz. Les pertes de signal sont réduites par de petits collecteurs de lumière placés entre les PMs.

Une lentille collectrice située au milieu du diaphragme permet d'augmenter la surface de collection de la lumière. L'association de la lentille et du miroir assure la netteté des images et un éclairage uniforme sur un très grand champ de vision (cf. figure 2.3).

Enfin, le diaphragme contient un filtre optique visant à sélectionner les longueurs d'onde qui nous intéressent 300-400 nm.

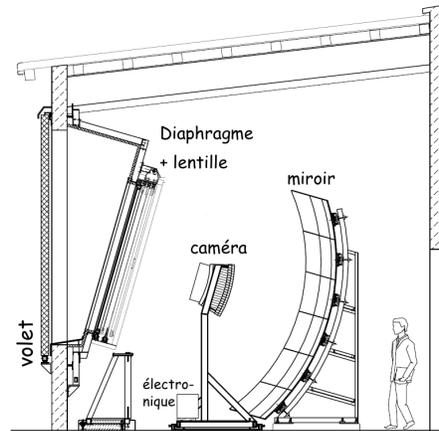


FIGURE 2.3 – Vue schématique d'un télescope muni de sa caméra.

2.2.2 Étalonnage du détecteur

La reconstruction du profil de la gerbe ainsi que l'estimation de l'énergie totale requièrent une conversion entre les coups ADC enregistrés par les PMs et le flux de lumière reçu par les télescopes. Il est nécessaire d'utiliser une méthode pour évaluer la réponse de chaque pixel et ainsi donner le flux de photons incidents. La calibration doit donc tenir compte de l'étalonnage du système optique et électronique des télescopes (réflectivité du miroir, efficacité de collection des pixels) mais aussi de l'atmosphère, dont les propriétés contraignent le développement de la gerbe, ainsi que l'émission et la transmission de la lumière de fluorescence.

L'étalonnage absolu du détecteur à fluorescence, réalisé au début de l'expérience et rarement par la suite, utilise une source de lumière homogène de 2,5 m de diamètre dont l'intensité est parfaitement connue. Cette dernière est placée directement contre le diaphragme en entrée du télescope afin d'éclairer uniformément l'ouverture du télescope. La réponse du système d'acquisition à cette source de lumière permet la calibration de chaque pixel avec une précision de 12%.

Un étalonnage relatif est effectué toutes les nuits d'observation, au début et à la fin de l'acquisition des données. Des sources de lumière sont placées en trois points distincts : au centre du miroir, sur les côtés de la caméra, au niveau du diaphragme. L'utilisation de ces lumières permet de contrôler la linéarité et la réponse des PMs, la réflectivité du miroir mais aussi la sensibilité du télescope pour les longueurs d'onde entre 330 et 410 nm (lumière de fluorescence) à travers divers filtres.

Influence de l'atmosphère

L'estimation de la quantité de lumière de fluorescence émise par la gerbe nécessite une correction du nombre de photons détectés en fonction de la profondeur atmosphérique. En effet, la diffusion de la lumière par les molécules de l'atmosphère (diffusion de Rayleigh) ainsi que la diffusion de Mie due aux différents aérosols, présents en suspension dans l'air, doivent être prises en compte. Le rendement de la fluorescence (fraction de désexcitation menant à une émission de fluorescence) dépend à la fois de la température et du taux d'humidité dans l'air, leur évolution en fonction de l'altitude est mesurée.

De nombreuses campagnes de relevés météorologiques, à l'aide de radio-sondes installées dans des ballons, ont été menées afin de connaître le profil en température et en pression de l'atmosphère. Ces profils sont essentiels pour étayer les modèles d'atmosphères utilisés lors de la reconstruction des événements et ainsi limiter les incertitudes.

Au sol, l'étalonnage atmosphérique est réalisé par le CLF (*Central Laser Facility*) et le XLS (*eXtreme Laser Facility*), installés au centre du réseau de surface (cf. figure 2.2). Équipés d'un système de tirs lasers émettant à 355 nm (longueur d'onde d'émission de fluorescence du diazote) et chacun équidistant à 3 des 4 sites FD, ils effectuent un étalonnage relatif des télescopes ainsi qu'une mesure de la longueur d'atténuation horizontale de l'atmosphère [58]. D'autre part, la lumière de certains tirs lasers peut être détectée par les cuves du réseau de surface (SD) offrant l'opportunité de vérifier la synchronisation FD/SD ou du moins d'estimer le décalage temporel, typiquement de l'ordre de 100 ns.

Chacun des quatre sites FD disposent de plusieurs dispositifs qui contrôlent l'atmosphère et les conditions météorologiques :

- **un LIDAR** (*Light Detection And Ranging*) mesure la concentration en aérosols dans l'air à l'aide de la lumière rétrodiffusée par l'atmosphère,
- **une station météorologique** enregistre, toutes les 5 minutes, la température, la pression, le taux d'humidité ainsi que la vitesse du vent,
- **des caméras infrarouges** surveillent la couverture nuageuse au-dessus du site et les localise par triangulation.

2.2.3 Acquisition des données et déclenchement d'une caméra

L'observation de la fluorescence n'est possible que lors des nuits sans pleine lune et dans de bonnes conditions météorologiques, ce qui représente une efficacité en temps de fonctionnement d'environ 10%. Les périodes de prises de données (*shifts*) s'effectuent selon une rotation toutes les 2 à 3 semaines. Ainsi, chaque période de *shift* voit arriver 4 membres de la collaboration Auger, de divers pays impliqués dans le projet, pour la prise de données des télescopes. Toutes les manipulations sont automatisées et peuvent être contrôlées à distance depuis le bâtiment abritant le CDAS (*Central Data Acquisition System*). La nuit tombée, les "*shifters*" font un rapide étalonnage des sites FD pour vérifier si tous les télescopes sont opérationnels. Puis, dans la mesure où les conditions météo le permettent (pas trop de vent ni de pluie), ils procèdent à l'ouverture des volets de chaque télescope. L'acquisition des données peut commencer et se déroule toute la nuit. Il faut tout de même être vigilant aux changements de météo, de manière à rapidement fermer les volets pour protéger les télescopes.

Le détecteur de fluorescence possède trois niveaux de déclenchement [59] :

- **le premier niveau T1** est déclenché quand le signal dépasse un seuil au-dessus du bruit de fond. La valeur du seuil est variable, de telle sorte que le taux de T1 soit compris entre 100 et 200 Hz,

- le **second niveau T2** demande d'avoir 5 pixels ayant déclenché un T1 dans un intervalle de 1 à 32 μs disposés dans une des 108 combinaisons géométriques acceptées (cf. figure 2.4). Un T2 est détecté chaque seconde par une caméra,
- le **T3** recherche les coïncidences temporelles entre les T2 de plusieurs caméras dans un intervalle de 400 ns à 10 μs . Cette contrainte permet de rejeter de nombreux événements, tels que les phénomènes types "éclair". Le taux de T3 est d'environ 0,02 Hz [60].

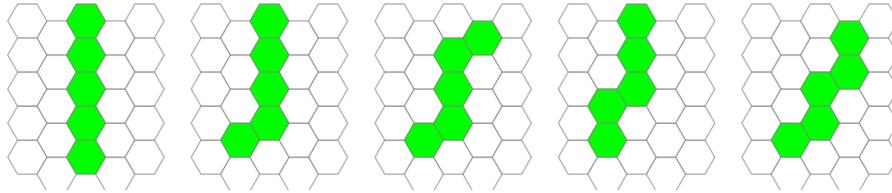


FIGURE 2.4 – Exemples de configuration acceptées par un T2.

Enfin, les T3 sont envoyés au CDAS, qui demande aux cuves de retourner toutes celles ayant mesurées un signal (T2 cf. partie SD) en coïncidence temporelle. La difficulté réside dans le fait que le détecteur de surface ne conserve l'information des stations touchées que 10 secondes. D'autre part, un seuil trop bas du T3 viendrait à saturer le CDAS en requêtes pour la liste des stations SD en coïncidence.

2.2.4 Reconstruction géométrique des événements FD

La première étape du processus de reconstruction d'un événement, observé par le détecteur de fluorescence, est la détermination de la géométrie de la gerbe. Dans un premier temps, le plan de détection de la gerbe (SDP : *Shower Detector Plane*) est déduit de l'ajustement linéaire des directions mesurées par les pixels de la caméra, chaque point étant pondéré par l'amplitude du signal dans le pixel (cf. figure 2.5).

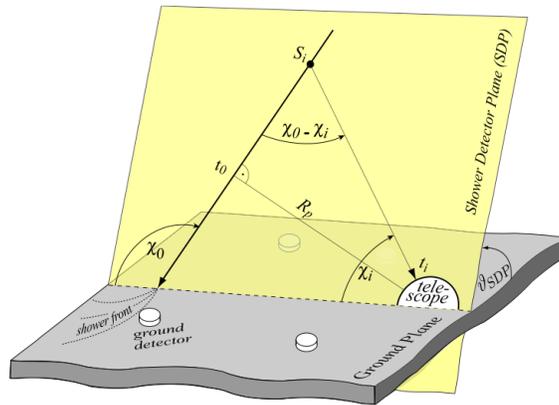


FIGURE 2.5 – Paramètres géométriques de la gerbe pour la reconstruction hybride.

Les temps d'arrivée des signaux t_i , projetés sur le plan de détection SDP, permettent de reconstruire les paramètres caractéristiques de la gerbe : axe, angle, position. L'axe est défini par le paramètre d'impact R_p , distance entre le détecteur de fluorescence et l'axe de la gerbe, son temps

associé T_0 ainsi que l'angle χ_0 défini entre le sol et la direction d'arrivée du rayon cosmique. Le temps d'arrivée t_i de la lumière dans chaque pixel s'exprime selon :

$$t_i = T_0 + \frac{R_p}{c} \tan\left(\frac{\chi_0 - \chi_i}{2}\right) \quad (2.1)$$

Les paramètres R_p et T_0 se déduisent de la minimisation de l'expression suivante :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{t_i - t_i^{obs}}{\sigma_i^2} \right)^2, \quad (2.2)$$

où t_i^{obs} représente le temps mesuré de déclenchement du pixel i et σ_i^2 une estimation de l'incertitude de mesure de t_i .

Dans certaines configurations géométriques, la procédure de minimisation ne permet pas de déterminer l'orientation de l'axe. La connaissance d'une information temporelle supplémentaire, fournie par le réseau de surface, améliore grandement la reconstruction angulaire. Ainsi, les incertitudes sont estimées à 50 m sur la position du point d'impact et à $0,5^\circ$ sur l'orientation de l'axe.

2.2.5 Profil longitudinal et mesure de l'énergie

Une fois la géométrie de la gerbe déterminée, le profil longitudinal de la gerbe est estimé à partir des intensités mesurées par les photomultiplicateurs. L'intensité du signal en sortie d'un PM dépend de nombreux facteurs tels que :

- **la taille de la gerbe** N_e : nombre de particules chargées dans la direction du pixel considéré,
- **la distance d'observation** : l'intensité varie comme l'inverse du carré de cette distance,
- **l'efficacité du détecteur** : surface de collection du miroir et efficacité quantique du PM,
- **le rendement de fluorescence** dépend des conditions atmosphériques,
- **le temps d'exposition** du pixel au flux lumineux.

La lumière de fluorescence est émise de façon isotrope par les molécules d'azote. De plus, elle est proportionnelle à l'énergie déposée par la gerbe. Ainsi, pour un rendement de fluorescence donné Y_i , le nombre de photons générés par la gerbe est

$$N_\gamma = Y_i \frac{dE}{dX_i} \quad (2.3)$$

où dE/dX_i est l'énergie déposée à la profondeur X_i . Pour donner une idée, le rendement absolu de fluorescence dans l'air à 337 nm est autour de 5 photons émis par MeV d'énergie déposée.

Connaissant la relation entre le nombre de photons observés et la taille de la gerbe N_e , nous pouvons convertir la lumière détectée en énergie déposée fonction de la profondeur. Pour cela, il est important de prendre en considération les processus de diffusion de Rayleigh et Mie qui conduit à la détection partielle des photons. La lumière de fluorescence est contaminée par l'émission Cherenkov induite par les particules chargées (électrons/positrons) de la gerbe, les effets de cette contamination doivent être estimés. Après soustraction de l'émission Cherenkov, l'énergie électromagnétique de la gerbe est déduite de la somme des pertes énergétiques dE/dX_i , reliée, également, au nombre d'électrons $N_e(X_i)$ par

$$dE/dX_i = N_e(X_i) \int_0^\infty f_e(E, X_i) dE/dX_e(E, X_i) dE \quad (2.4)$$

où $dE/dX_e(E, X_i)$ est la perte d'énergie d'un électron d'énergie E et $f_e(E, X_i)$ représente le spectre en énergie des électrons. Ce dernier est universel et ne dépend donc pas ni de la nature ni de

l'énergie du primaire. Un exemple de la distribution temporelle de lumière détectée ainsi que le profil de l'énergie déposée associé sont représentés en figure 4.2.

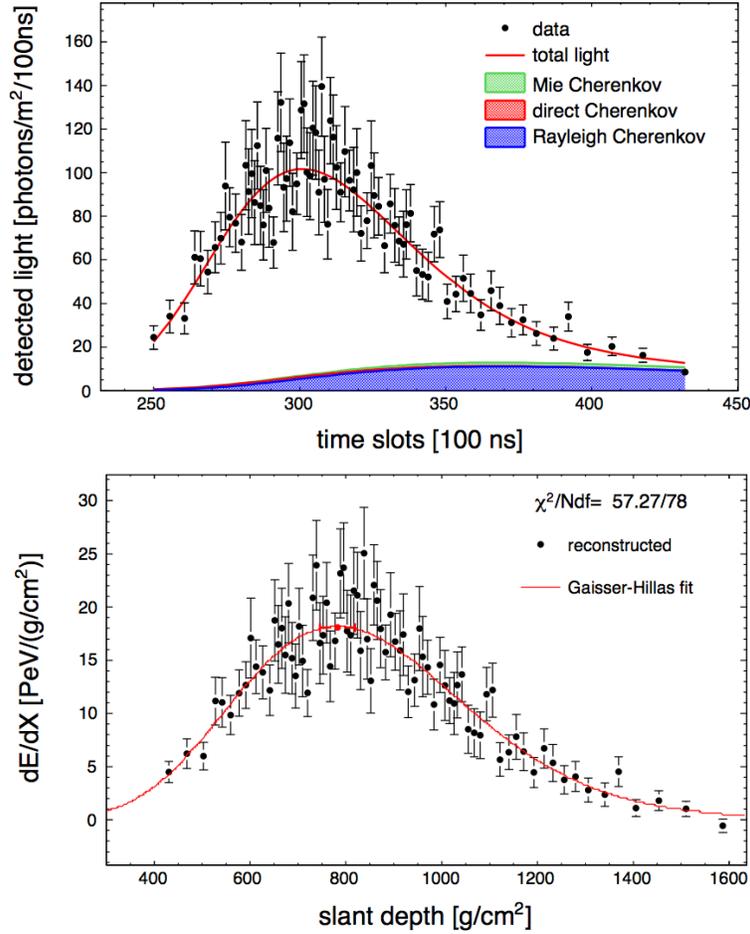


FIGURE 2.6 – Exemple de la reconstruction du profil longitudinal (en terme d'énergie déposée) à partir de la distribution temporelle de lumière détectée par un télescope.

Finalement, l'énergie électromagnétique de la gerbe est obtenue par la relation :

$$E_{em} = \int_0^{\infty} f_{GH}(X)dX \quad (2.5)$$

où $f_{GH}(X)$ correspond à la fonction de Gaisser-Hillas définie par

$$f_{GH}(X) = dE/dX_{max} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{(X_{max}-X_0)/\lambda} \exp\left(\frac{X_{max} - X}{\lambda} \right), \quad (2.6)$$

où X_0 est la profondeur du point de première interaction et où λ est une longueur d'atténuation.

Enfin, une correction de l'ordre de 10% est effectuée, pour prendre en compte la fraction de l'énergie "invisible" emportée par les autres composantes de la gerbe : muon, neutrino, hadron. La résolution en énergie du FD est estimée à 10%.

2.3 Le détecteur de surface

Le détecteur de surface (SD) de l'Observatoire Pierre Auger est constitué d'un réseau de 1600 stations indépendantes réparties sur une surface d'environ 3000 km². La maille élémentaire du réseau étant un triangle équilatéral de 1,5 km de côté [52]. Le terrain oblige parfois à déplacer les cuves de leur position optimale, à cause d'une étendue d'eau ou d'un relief, mais ces corrections peu nombreuses sont prises en compte dans la reconstruction. La distance entre deux stations a été choisie de manière à ce qu'une gerbe initiée par une particule primaire d'énergie supérieure ou égale à 1 EeV touche au moins trois cuves, condition requise pour pouvoir reconstruire l'événement (*cf.* partie reconstruction des événements). La surface de l'empreinte au sol laissée par une gerbe augmente avec l'énergie. Ainsi, changer la distance entre les cuves revient à modifier l'énergie pour laquelle le réseau a une bonne efficacité de détection.

Un réseau plus compact, appelé "Infill", dont la distance entre chaque cuve est 750 m permet de détecter des gerbes de plus basse énergie jusqu'à 3.10¹⁷ eV.

2.3.1 Description d'une cuve

Chaque station du réseau est composée d'une cuve cylindrique de 1,8 m de rayon et de 1,2 m de hauteur dans laquelle est déployé un sac de Tyvek¹. Le sac est rempli de 12 tonnes d'eau purifiée produite sur place par une usine dédiée [61, 62]. Les particules secondaires chargées (e^\pm , μ) traversant cette cuve, vont émettre de la lumière par effet Cherenkov qui, après réflexion sur le Tyvek, est collectée par trois photomultiplicateurs. Ces PMs sont situés sur la partie supérieure de la cuve, collés sur un hublot transparent en contact optique avec l'eau [63]. Il s'agit du modèle XP1805, de diamètre 9 pouces, produit par la société française Photonis. Les photons de la gerbe peuvent également être détectés dans l'eau par le biais des électrons et positrons issus des processus de création de paire ou d'effet Compton. Ainsi, les cuves Cherenkov offrent la possibilité de détecter à la fois les composantes électromagnétique et muonique de la gerbe.

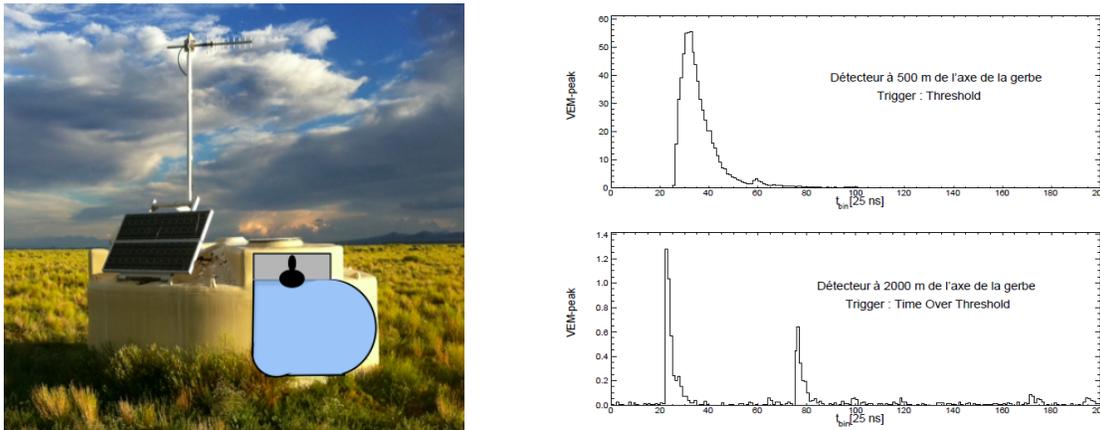


FIGURE 2.7 – Coupe d'une cuve à effet Cherenkov avec un exemple de traces issues des PMs.

Une gerbe atmosphérique détectée par le réseau SD va induire des signaux dans plusieurs cuves. Ces signaux diffèrent suivant la position de la cuve par rapport à l'axe de la gerbe. En effet,

1. Le Tyvek, élaboré par Dupont de Nemours en 1955, est un matériau synthétique non-tissé, constitué de fines fibres de polyéthylène pur déposées en couches (*cf.* figure 2.7). Cette texture présente la propriété de diffuser efficacement la lumière incidente : la fraction de réflexion spéculaire est ainsi inférieure à 10%.

le nombre de particules et donc l'intensité du signal décroît avec la distance à l'axe de la gerbe. D'autre part, plus les cuves sont éloignées de l'axe de la gerbe, plus leurs signaux sont étalés à cause de l'épaisseur du front de gerbe.

Pour couvrir la gamme d'amplitude des signaux, chaque PM, possède deux sorties : la première sur l'anode (bas gain) et la seconde sur la dernière dynode (haut gain) amplifiée d'un facteur 32. Les signaux des PMs sont numérisés par des convertisseurs analogiques/numériques rapides (FADC : *Flash Analog-to-Digital Converter*) à une fréquence d'échantillonnage de 40 MHz. Chaque station, dès qu'elle est traversée, enregistre les traces des 6 FADC dans la carte FE (*Front End electronics*). Les traces sont composées de 768 *bins* de 25 ns. Dans l'analyse, si la voie en sortie de la dynode est saturée, nous utilisons la voie anode. Ces signaux sont enregistrés en permanence par une mémoire tampon d'une durée de 19 μ s.

Deux exemples de traces sont présentés en figure 2.7. La forme du signal est caractéristique de la cuve : une montée rapide, correspond aux photons Cherenkov ayant subi une réflexion sur la paroi avant détection par un PM, suivie d'une décroissance exponentielle de l'ordre de 65 ns (réflexions multiples sur les parois). Ainsi, si l'on combine une bonne qualité d'eau avec un Tyvek disposant d'un bon coefficient de réflectivité, les photons vont pouvoir effectuer beaucoup de réflexions découlant sur une uniformisation des signaux dans la cuve qui seront ensuite détectés par les PMs. D'autre part, le nombre de réflexions des photons a une incidence sur le temps de décroissance du signal. Nous verrons dans la partie suivante comment gérer les différences des cuves avec l'étalonnage.

En raison de la taille du réseau, les cuves doivent être autonomes. Ainsi, l'alimentation de 12 V des stations est assurée par des batteries chargées dans la journée avec les panneaux solaires orientés vers le Nord. La station communique par ondes hertziennes avec le CDAS par l'intermédiaire de relais grâce à un récepteur et à une antenne. Enfin, un système GPS permet de connaître avec précision la position des stations mais également de dater les événements. Chaque station est également équipée d'un système de déclenchement local. L'électronique de chaque cuve est centralisée dans une unique carte UB (Unified Board).

2.3.2 Étalonnage des stations

L'unité de référence pour l'analyse des signaux est le Vertical Equivalent Muon (VEM) qui correspond au signal déposé par un muon de 1 GeV, en incidence verticale, traversant le centre de la cuve [64]. Le choix du VEM permet un étalonnage plutôt simple sans utilisation de source de lumière placée à l'intérieur de la cuve : il suffit d'utiliser le flux de muons atmosphériques. Malheureusement, ce flux ne contient pas uniquement des muons verticaux et il est impossible de connaître le signal exact produit par un VEM dans toutes les cuves du réseau. Néanmoins, l'énergie déposée par les muons est proportionnelle à la longueur de leur trajectoire dans la cuve et dépend peu de leur énergie. Le signal produit par les muons verticaux est donc constant.

Chaque cuve enregistre, toutes les minutes, le flux de muons détectés simultanément par les 3 PMs avec un seuil assez bas. On s'attend à observer un pic, signature du signal des muons verticaux, sur le spectre en charge. Des cuves test équipées de scintillateurs permettent de mesurer la charge des muons verticaux et de la comparer aux muons multidirectionnels (*cf.* figure 2.8).

La distribution en charge des muons verticaux montre bien le pic escompté. En revanche, la distribution des muons multidirectionnels n'est pas aussi claire. Un premier pic, pour les plus faibles valeurs de charge, correspond au bruit de fond généré essentiellement par les électrons, mais également par les muons qui n'ont traversé que partiellement la cuve. Puis, on retrouve le pic associé à la charge moyenne des muons verticaux. La position de ce pic permet de convertir la charge mesurée dans les cuves en unité de VEM. Par la suite, tous les signaux seront exprimés en

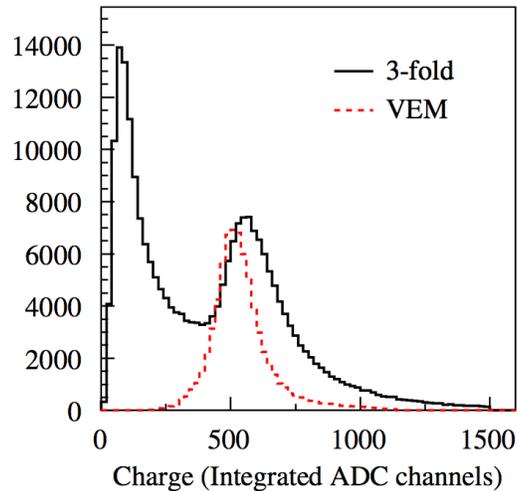


FIGURE 2.8 – Histogrammes de la charge mesurées pour les muons verticaux (rouge) et pour les muons atmosphériques (noir) [64].

VEM.

La force de cet étalonnage est qu'il permet non seulement de s'affranchir des disparités entre les cuves : qualité de l'eau, du Tyvek, différences entre PMs, mais aussi de suivre les variations de la réponse de chaque cuve à tout instant.

Cependant, la méthode ne peut pas s'appliquer au "bas gain", les signaux étant beaucoup trop faibles (entre 1 et 2 canaux ADC au maximum du pic). La seule solution est d'utiliser la zone de recouvrement pour calculer le rapport dynode/anode.

2.3.3 Déclenchement du détecteur de surface

Le détecteur de surface possède un système de déclenchement hiérarchique à trois niveaux, les deux premiers s'appliquent individuellement pour chaque station, alors que le troisième se base sur la corrélation entre différentes cuves. La difficulté principale de ces *triggers*, hormis celle de rejeter le bruit tout en gardant le maximum de bons événements, est de trouver le bon compromis pour avoir un taux de déclenchement raisonnable sans saturer le réseau de communication.

Le *trigger* local

Le premier seuil de déclenchement **T1**, géré au niveau de la cuve par la carte FADC, est fixé par l'une des deux conditions suivantes :

- Le **Threshold** est la coïncidence temporelle de 3 PMs dont les signaux sont supérieurs à 1,75 VEM. Ce *trigger* est principalement utile pour la détection de gerbes horizontales ou pour les cuves proches de l'axe de la gerbe dont les signaux sont peu étalés en temps. Le taux de *Threshold* est de l'ordre de 100 Hz.
- Le **ToT (Time over Threshold)** demande que 13 intervalles consécutifs de la trace, dans une fenêtre de 120 intervalles, aient un signal au-dessus de 0,2 VEM. Cette condition doit être satisfaite pour au moins deux PMs. Ce *trigger* est destiné à sélectionner les signaux faibles, mais étalés en temps. Le taux de ToT dans des conditions normales est d'environ 1,6 Hz. Contrairement au *Threshold*, le ToT n'est pas un *trigger* à seuil mais dépend de la forme du

signal. Ainsi, malgré l'uniformisation établie par l'étalonnage en unité de VEM, la largeur temporelle du signal va jouer un rôle important sur son déclenchement. La figure 2.9 illustre ce point en présentant une carte du réseau SD avec les taux de ToT pour chaque cuve du réseau.

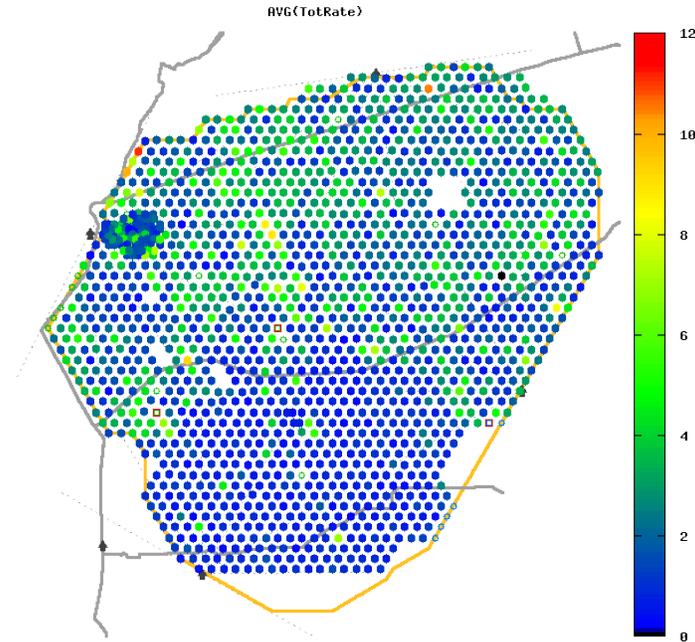


FIGURE 2.9 – Répartition du taux de ToT moyen pour chaque cuve du réseau.

Le deuxième niveau de déclenchement **T2** est appliqué afin de réduire la quantité de données envoyées au CDAS. Un T2 est soit un ToT soit un *Threshold* avec une valeur seuil de 3,2 VEM. Le taux nominal de T2 par station est de l'ordre de 20 Hz.

Le *trigger* central

Enfin, le CDAS déclenche le dernier seuil **T3** dès lors qu'il repère des coïncidences temporelles entre les différentes station T2. En plus de la coïncidence en temps sur une fenêtre de $60 \mu\text{s}$, ce niveau de déclenchement requiert un minimum de compacité dans l'événement. Deux configurations différentes sont susceptibles de satisfaire ces critères :

- **Le 3ToT**, requiert au minimum une coïncidence temporelle entre 3 stations ToT ayant une configuration compacte : 3 cuves consécutives alignées, 3 cuves formant un triangle équilatéral ou un triangle isocèle. Ce critère de déclenchement est le plus important pour la détection des gerbes verticales. Les événements 3ToT sont quasiment 100% des événements physiques [65, 66].
- Le second critère est moins strict et permet la sélection des gerbes inclinées. Ce dernier requiert la coïncidence en temps d'au-moins 4 cuves, ToT ou *Threshold*, avec un critère de compacité moins strict que le précédent : l'une de ces stations peut se trouver jusqu'à 6 km des trois autres (soit 4 couronnes).

La fréquence des 3ToT est d'un événement par jour et par triangle équilatéral. La figure 2.10 présente des exemples de configurations où le *trigger* T3 est déclenché. Une fois le niveau T3 atteint, toutes les données des stations T1 compatibles en temps sont ajoutées à l'événement qui sera stocké pour être analysé ultérieurement.

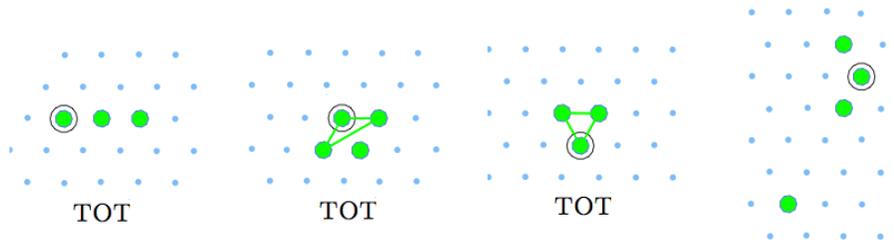


FIGURE 2.10 – Exemples de configurations pouvant passer le niveau T3 de déclenchement du réseau de surface de l'observatoire Pierre Auger. Dans les trois premières traces, toutes les stations sont des ToT, le T3 est donc un 3ToT. La dernière configuration composée de T2 *Threshold* et ToT illustre l'autre de type de déclenchement du T3 avec une coïncidence de 4 stations.

2.3.4 Sélection des événements SD

Pour compléter les différents niveaux de déclenchement, mis en place au niveau des cuves, une sélection des événements dits "physiques" est réalisée. Ce quatrième niveau de déclenchement T4 a lieu, dans un second temps, après acquisition des données. Il faut noter que le niveau T4 n'est valable que pour les gerbes dites "verticales", c'est-à-dire ayant un angle zénithal inférieur à 60° . Le T4 peut être satisfait selon deux configurations :

- Le **3ToT**, requiert 3 stations satisfaisant le T2-ToT en coïncidence temporelle où, pour une station donnée, les deux autres se situent dans sa première couronne. Les trois stations ne peuvent pas être alignées, elles forment un triangle (cf. figure 2.11 à gauche).
- Le **4C1**, 4 cuves *ToT* ou *Threshold* situées dans la première couronne entourant la station centrale (cf. figure 2.11 à droite).

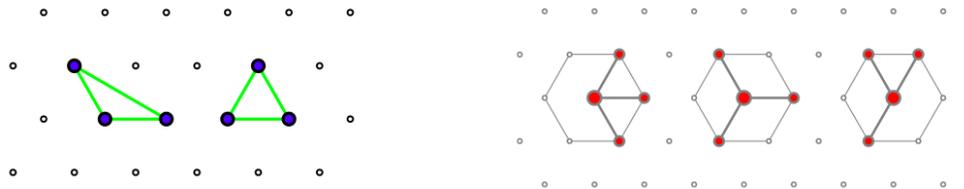


FIGURE 2.11 – Description du trigger physique T4. A gauche : les deux configurations possibles du 3ToT. A droite : Les trois configurations minimales de niveau de déclenchement C1.

Enfin, un cinquième et dernier niveau de déclenchement est défini. Ce dernier a été créé pour assurer une bonne qualité de reconstruction. Le T5, dit "strict", requiert que la station centrale soit entourée de 6 stations fonctionnelles, pas nécessairement déclenchées [67]. Ainsi, les événements près des bords du réseau ne sont pas pris en compte dans l'analyse. Toutefois, un T5 plus "complaisant" peut être utilisé aux plus hautes énergies pour les études d'anisotropies. Ce dernier exige seulement 5 cuves en fonctionnement autour de la station centrale et que le coeur reconstruit de la gerbe soit entouré de 3 stations actives (cf. figure 2.12).

Le calcul de l'acceptance dépend du mode détection. Ainsi, le calcul n'est pas le même si l'on souhaite étudier les directions d'arrivée, les gerbes horizontales ou encore le spectre en énergie, puisqu'on ne fait pas appel aux mêmes niveaux de déclenchement. Dans le cas du T5 strict, l'estimation de l'acceptance se fait en comptant les hexagones actifs à chaque instant. Les effets de

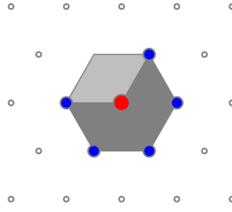


FIGURE 2.12 – Description du trigger T5 "complaisant". La station centrale (en rouge) est entourée par 5 stations actives (en bleu). La station au coin supérieur gauche est manquante (panne ou non-installée). L'événement est accepté dans le cas où le coeur reconstruit est situé dans un triangle de 3 cuves actives (région grise foncée).

bords et les cuves en panne conduisent à exclure en moyenne 12% des événements.

2.3.5 Reconstruction des événements SD

La reconstruction des événements du détecteur de surface se fait à deux niveaux : l'estimation des paramètres de la gerbe (position du coeur, axe, angle zénithal), réalisée à partir des temps de mesure des cuves, et de l'énergie.

Reconstruction géométrique

La détermination des paramètres qui définissent une gerbe atmosphérique à l'aide du réseau de surface s'effectue en plusieurs étapes. Les temps d'arrivée t_i des particules dans les cuves, de coordonnées $\vec{x}_i = (x_i, y_i, z_i)$, ainsi que leurs signaux permettent de remonter à la géométrie de la gerbe.

Suivant l'angle d'incidence θ de la particule primaire, les particules secondaires vont toucher les détecteurs avec des décalages temporels différents : la détection sera pratiquement simultanée pour une gerbe verticale ou au contraire décalée pour une gerbe horizontale. Afin de déterminer la direction d'arrivée de la gerbe, nous pouvons assimiler, en première approximation, le front de gerbe à un plan perpendiculaire à l'axe de la gerbe (cf. figure 2.13).

On note $\vec{a} = (u, v, w)$, le vecteur unitaire colinéaire à l'axe de la gerbe et t_0 le temps de l'impact du coeur de la gerbe au sol. En considérant que la vitesse de déplacement du front est proche de celle de la lumière c , alors le temps pour que le front de gerbe atteigne la station i est donné par :

$$t_i(\vec{x}_i) = t_0 - \vec{a} \cdot (\vec{x}_i(t) - \vec{b}) / c \quad (2.7)$$

où $\vec{b} = (x_C, y_C, z_C)$ est le coeur de la gerbe, estimé comme le barycentre des cuves. En supposant que la position des cuves est connue avec précision, l'unique source d'erreurs est l'incertitude σ_{t_i} des temps d'arrivée. Ainsi, θ , ϕ et t_0 peuvent être déterminés en minimisant la fonction χ^2 suivante :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(ct_i - ct_0 + x_i u + y_i v + z_i w)^2}{\sigma_{t_i}^2} \quad (2.8)$$

Du fait de la propagation des particules de la gerbe dans l'atmosphère, le front de gerbe n'est généralement pas plan. Il convient alors d'ajouter une correction de courbure afin d'éviter un biais sur la reconstruction des angles. L'équation 2.7 devient alors :

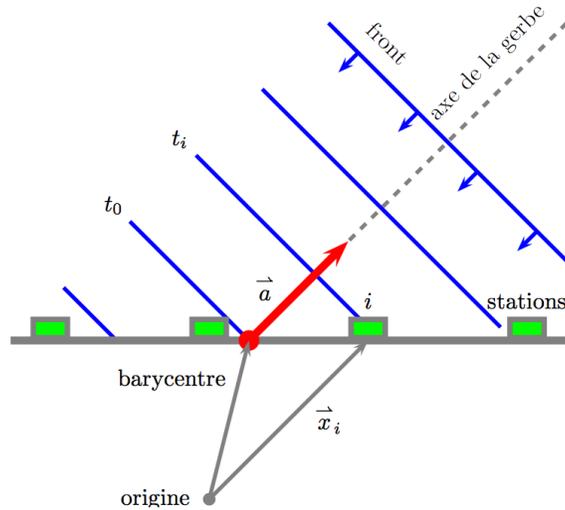


FIGURE 2.13 – Géométrie du front de gerbe. Cette approximation suppose que les particules se déplacent dans un plan.

$$t_i(\vec{x}_i) = t_0 - \left(\vec{a} \cdot \vec{x}_i - \frac{r_i^2}{2R_C} \right) / c \quad (2.9)$$

où R_C est le rayon de courbure du front de gerbe et r_i est la distance de la station à l'axe de la gerbe.

Un estimateur de l'énergie pour le SD

La caractéristique hybride de l'observatoire est un atout indéniable permettant d'étalonner en énergie le SD, non pas *via* les simulations de gerbe qui ajouterait une dépendance aux modèles mais, en se basant sur l'énergie mesurée par le détecteur de fluorescence.

Nous devons, avant tout, définir un estimateur de l'énergie pour le réseau de surface. Pour chaque gerbe détectée par le réseau, plusieurs cuves mesurent les particules secondaires de la gerbe et transmettent cette information sous la forme d'un signal. Pour la reconstruction en énergie, nous utilisons l'intégrale de ce signal, traduit en unité de VEM (comme expliqué plus tôt).

On construit à partir des signaux des cuves touchées la distribution du profil latéral de la gerbe, nommée LDF (*Lateral Distribution Function*), qui est la courbe du signal en fonction de la distance à l'axe de la gerbe (*cf.* figure 2.14). La dépendance latérale des signaux $S(r)$ s'exprime sous la forme :

$$S(r) = S(1000) f_{LDF}(r) \quad (2.10)$$

où $f_{LDF}(r)$ est une fonction de la distance r , perpendiculaire à l'axe de la gerbe, normalisée au signal $S(1000)$ avec une distance à 1000 m de l'axe de la gerbe. Le $S(1000)$ est l'estimateur d'énergie choisi pour le réseau de surface.

Le choix de l'estimateur doit tenir compte des caractéristiques de notre détecteur, afin de choisir la distance du point d'impact de la gerbe au sol pour laquelle le signal peut être relié à l'énergie du primaire, tout en minimisant les fluctuations gerbe à gerbe. Une étude réalisée par des membres de la collaboration a étudié, en détail, la dépendance de la distance optimale en fonction de plusieurs paramètres notamment du pas du réseau [68]. Les résultats sont présentés en figure 2.15.

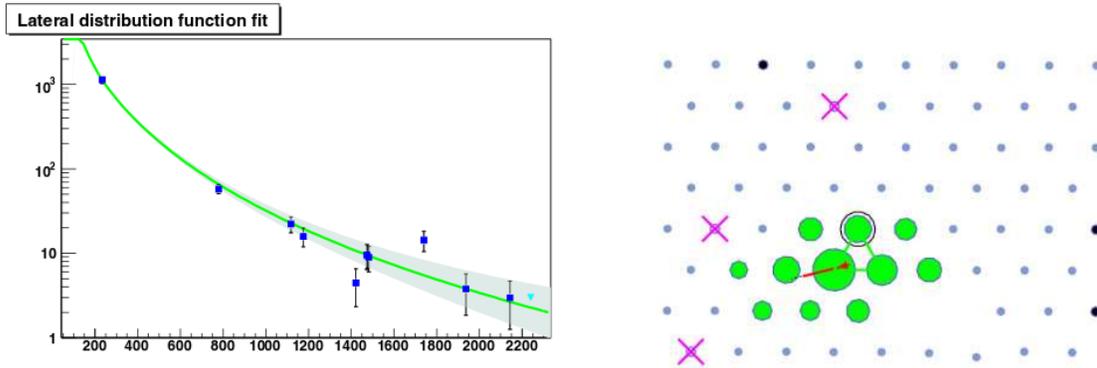


FIGURE 2.14 – Figures extraites du CDAS. L'événement présenté est le 200812400018, $E = 12,03 \text{ EeV}$, $\theta = 51,5^\circ$. A gauche est présenté le signal des stations déclenchées (rectangles), des stations silencieuses (triangles) et la LDF avec la bande d'erreur. La figure de droite représente une vue de dessus des stations "triggées". La taille des cercles est proportionnelle au signal détecté. Les croix constituent les stations prises accidentellement et les points noirs sont des stations en panne.

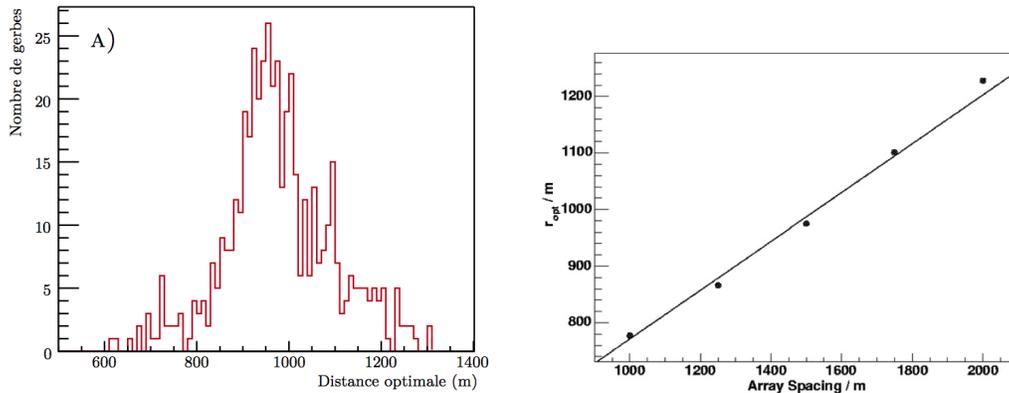


FIGURE 2.15 – À gauche : Distribution de la distance optimale obtenue pour 1000 gerbes, avec une énergie $5 < E < 100 \text{ EeV}$ et un angle zénithal $0 < \theta < 60^\circ$. À droite : Evolution de la distance optimale moyenne en fonction du pas, pour un réseau de type Auger [68].

On constate que dans le cas du réseau d'Auger la valeur moyenne de la distance optimale est de 970 m, avec un RMS de 102 m. L'estimateur d'énergie le plus adapté est donc le signal à 1000 m du point d'impact de la gerbe au sol : $S(1000)$.

Plusieurs paramétrisations de la LDF peuvent être envisagées à travers la fonction $f_{LDF}(r)$. L'une des plus utilisées vient du formalisme développé par Nishimuran, Kamata et Grisen (NKG) où la distribution latérale du signal évolue en loi de puissance selon

$$S(r) = S(1000) \left(\frac{r}{1000} \right)^\beta \left(\frac{r + 700}{1000 + 700} \right)^{\beta+\gamma} \quad (2.11)$$

où β et γ sont des fonctions de l'angle zénithal, du primaire et de l'énergie.

C'est toutefois la paramétrisation LLP (*Log Log Parabola*) qui est utilisée par défaut dans le CDAS. La distribution latérale du signal est définie par

$$S(r) = S(1000) \left(\frac{r}{1000} \right)^{\beta+\gamma \ln(\frac{r}{1000})} \quad (2.12)$$

La normalisation, $S(1000)$, de la LDF dépend du point d'impact et de la direction de la gerbe. Pour déterminer ces paramètres, le programme de reconstruction procède par itérations en considérant comme point d'impact initial, le barycentre des stations touchées pondérées par la racine carrée de leur signal. La position du coeur est ensuite affinée lors de l'ajustement de la LDF, jusqu'à convergence du processus. Les paramètres β et γ sont obtenus par un ajustement global à la fin.

Dans l'ajustement de la LDF, les incertitudes sur le signal sont données par

$$\sigma_S(\theta) = (0,32 + 0,42 \sec\theta) \sqrt{S} \quad (2.13)$$

L'incertitude sur la détermination du $S(1000)$ est de 10%. Pour contraindre l'ajustement dans le cas où il y a peu de stations, notamment à grande distance, nous utilisons les "stations silencieuses". Il s'agit de station que l'on sait active (déclenchement du T2 toutes les minutes) mais qui n'ont pas reçu de signal. Ainsi, cette information à grande distance donne une information supplémentaire.

Une autre source de problème pour l'ajustement de la LDF sont les stations saturées. Situées trop près du coeur de la gerbe ou bien en raison d'un événement très énergétiques, la valeur du signal mesuré ne peut être évaluée proprement. Ainsi, ces stations sont prises en compte toutefois avec de très grandes barres d'erreur. Les stations saturées font l'objet de quelques études dans la collaboration, l'idée est de déduire le signal manquant avec le peu d'information à notre disposition.

De l'estimateur à l'énergie : Mode Hybride

Le paramètre $S(1000)$, défini précédemment, ne peut pas être utilisé directement pour reconstruire l'énergie du primaire. En effet, l'estimation de l'énergie revient à relier le signal mesuré par le SD à l'énergie mesuré par le FD quel que soit l'angle zénithal. Or, le développement d'une gerbe dépend de la quantité de matière traversée depuis la première interaction. Ainsi, pour une gerbe donnée, le signal mesuré par le détecteur de surface, ou $S(1000)$, dépendra donc de la profondeur atmosphérique et donc de l'angle zénithal. La fonction décrivant le comportement de $S(1000)$ en fonction de l'angle zénithal est nommée courbe d'atténuation (cf. 2.16). Cette dernière permet de convertir chaque $S(1000)$ à un angle donné en un $S(1000)$ équivalent à un angle de référence en tenant compte de l'atténuation. On pourra ainsi avoir une corrélation indépendante de l'angle zénithal entre l'estimateur SD et l'énergie FD et ainsi établir cette corrélation avec les événements hybrides.

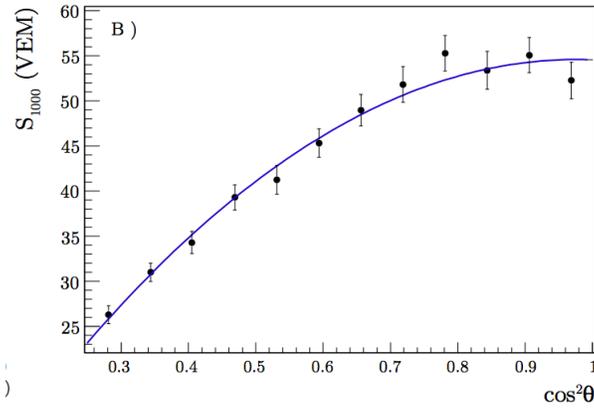


FIGURE 2.16 – Courbe d’atténuation calculée pour une intensité fixée avec un ajustement quadratique.

La difficulté reste de trouver un estimateur de l’énergie SD indépendant de l’angle zénithal. L’angle de référence choisi pour la conversion est $\theta_{ref} = 38^\circ$, qui correspond à la valeur médiane de la distribution en angle zénithal des événements réels. Pour chaque gerbe, on cherche à obtenir la variable S_{38} qui est le $S(1000)$ si elle était sous incidence de 38° .

La détermination du S_{38} passe par la méthode du CIC (*Constant Intensity Cut*) basée sur l’isotropie du rayonnement cosmique. Le principe est que pour un nombre d’événement N_0 par unité de $\cos^2 \theta$ fixe, nous pouvons déterminer, à partir des données Auger, la fonction empirique $S_{CIC}(1000)(\theta)$ telle que l’on ait, pour chaque θ , un nombre d’événements dont le $S(1000)$ soit supérieur à cette fonction :

$$N\{S(1000)(\theta) > S_{CIC}(1000)(\theta)\} = N_0 \quad (2.14)$$

La fonction $S_{CIC}(1000)(\theta)$ est ensuite normalisée à sa valeur à 38° . En appliquant, les hypothèses précédentes, le paramètre $S_{38}(1000)$ est déduit par l’expression :

$$S_{38}(1000) = \frac{S(1000)}{S_{CIC}(1000)(\theta)} \quad (2.15)$$

Maintenant le S_{38} ne dépend plus que de l’énergie du primaire. L’étape ultime consiste à relier cet estimateur à l’énergie totale de la gerbe. C’est ici que la nature hybride de l’observatoire Auger prend tout son sens. La conversion du S_{38} en énergie est effectuée en utilisant les données hybrides pour lesquelles on compare le S_{38} , obtenu par le SD, à l’énergie mesurée par le FD (*cf.* figure 2.17). La relation qui lie l’énergie reconstruite avec S_{38} est :

$$E = A S_{38}^B \quad (2.16)$$

L’ajustement de la corrélation entre S_{38} et énergie, présentée en figure 2.17, permet de déterminer les paramètres A et B . Les valeurs sont estimées à $A = 1,51 \pm 0,06$ (stat.) $\pm 0,12$ (syst.) $\times 10^{17}$ eV, $B = 1,07 \pm 0,01$ (stat.) $\pm 0,04$ (syst.).

L’estimation de l’énergie pour les données SD est obtenue sans utilisation des simulations et s’affranchit ainsi des incertitudes liées à la modélisation des gerbes atmosphériques. En revanche, la méthode hérite, inexorablement, des erreurs statistiques et systématiques relatives à la mesure de l’énergie par le détecteur de fluorescence.

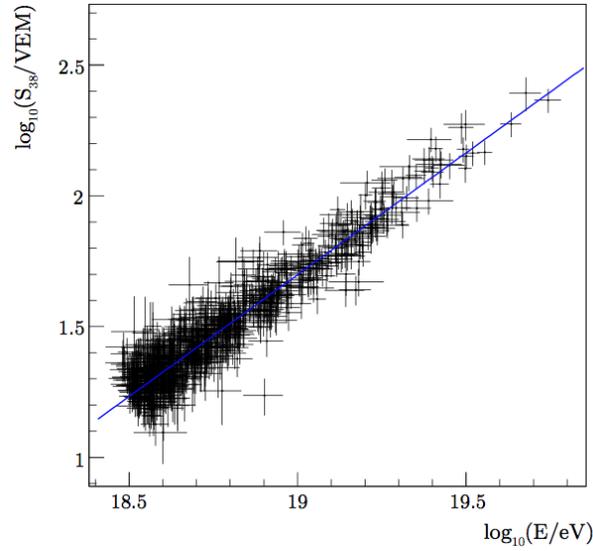


FIGURE 2.17 – Corrélation l'énergie du FD et celle du SD pour 795 événements hybrides utilisés dans l'ajustement. La ligne bleue représente le meilleur ajustement obtenu.

Cas de l'Infill

Dans le cas de l'Infill, le principe est exactement le même, on cherche un estimateur d'énergie pour le réseau. Comme nous l'avons vu précédemment, le réseau Infill est plus compact ainsi la distance entre deux cuves est de 750 m. Ceci impacte le choix de l'estimateur, on prendra le $S(450)$: signal mesuré par une cuve à 450 m de l'axe de la gerbe. Ainsi, la LDF de l'Infill avec une paramétrisation NKG s'écrit :

$$S(r) = S(450) \left(\frac{r}{450} \right)^\beta \left(\frac{r + 700}{450 + 700} \right)^\beta \quad (2.17)$$

Alors que pour une paramétrisation LLP nous avons :

$$S(r) = S(450) \left(\frac{1}{450} \right)^{\beta - \frac{2}{5} \ln \left(\frac{r}{450} \right)} \quad (2.18)$$

Enfin, l'énergie est déterminée à partir du S_{35} et non pas du S_{38} comme le réseau régulier.

2.3.6 Application : Reconstruction en énergie via 4 réseaux indépendants

La reconstruction en énergie par le détecteur de surface fait, encore aujourd'hui, l'objet de nombreuses études. L'utilisation du réseau plus dense de l'Infill, est un moyen unique de pouvoir reconstruire un même événement dans des conditions différentes (position des cuves, cuves saturées). Dans cette partie, nous utilisons l'Infill afin de vérifier si la reconstruction en énergie des événements dépend de la position de la cuve la plus proche du coeur de la gerbe, ainsi que de l'impact des cuves saturées.

La Figure 2.19 présente les distributions angulaire et en énergie des événements sélectionnés. La plupart de ces événements ont des énergies en dessous de 5 EeV et seuls 36 événements ont une énergie au-dessus de 5 EeV. D'autre part, un déficit des gerbes verticales, en raison de la coupure sur la multiplicité, est mis en évidence.

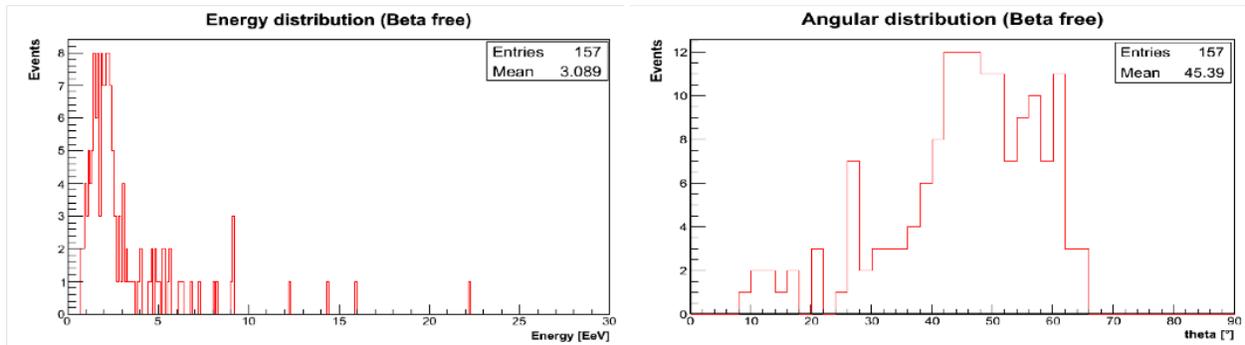


FIGURE 2.19 – Distribution de l'énergie (à gauche) et distribution angulaire (à droite) des événements reconstruits par au-moins 2 réseaux.

Comparaison des différentes reconstructions

Pour chaque événement, nous avons au-moins deux différentes reconstructions, plus la reconstruction de l'Infill. Malheureusement, l'énergie de la reconstruction de l'Infill qui aurait pu être très utile, comme référence d'énergie, n'était pas utilisable au moment de l'étude. En effet, la courbe de calibration du réseau principal n'était pas mise à jour, rendant les reconstructions entre Infill et ce réseau incompatibles. Nous choisissons, comme référence en énergie, la reconstruction du réseau pour lequel la cuve ayant le plus grand signal est celle qui est le plus éloigné de l'axe de la gerbe. Ceci nous assure de ne pas avoir de cuves saturées dans l'événement. La figure montre des différences relatives entre les reconstructions des différents réseaux en fonction de la distance de la cuve la plus proche par rapport à l'axe de la gerbe. Il ne semble pas y avoir de dépendance avec la distance par rapport à l'axe de la gerbe.

En rouge sont représentés les événements pour lesquels une des cuves est saturée. Les quelques points qui montrent une différence en énergie d'environ 100% correspondent à des événements à faible énergie (< 3 EeV). Avec la statistique disponible, nous ne voyons pas de grandes différences entre les reconstructions en relation avec la présence d'une cuve saturée dans l'événement. La statistique n'est malheureusement pas assez suffisante pour d'autres études plus détaillées afin de conclure sur cet aspect.

La figure 2.21 montre la distribution des différences relatives en énergie, pour tous les événements (gauche) et pour les événements au-dessus de 5 EeV (droite). Pour la distribution total, le sigma de la distribution est en-dessous de 20% et en accord avec les résolutions en énergie à ces énergies. Les événements au-delà de 5 EeV pour lesquels la différence excède 30% ont été soigneusement étudiés.

La Figure 2.22 montre l'événement 201214913258 reconstruit avec les 4 différents réseaux. Il s'agit d'une gerbe avec un angle zénithal de 42 degrés dont l'énergie est reconstruite entre 4,1 et 6,4 EeV suivant le réseau considéré.

Pour cet événement, le réseau officiel (réseau 0), a été choisi comme référence (cuve la plus proche à 700 m par rapport à l'axe de la gerbe), donne la plus basse estimation de l'énergie, alors

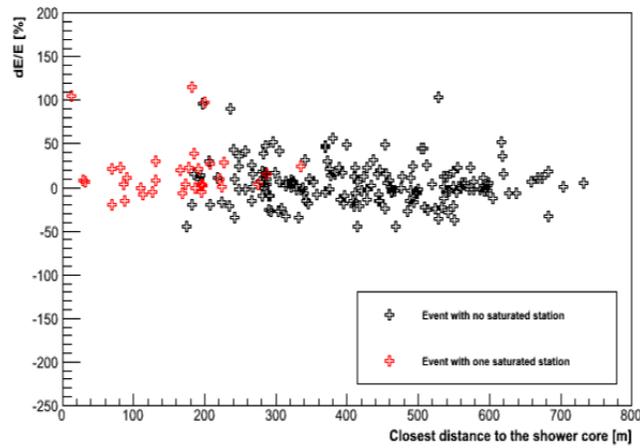


FIGURE 2.20 – Différence relative en énergie ($\Delta E/E$) pour les événements reconstruits avec les différents réseaux en fonction de la distance de la cuve la plus proche par rapport à l'axe de la gerbe.

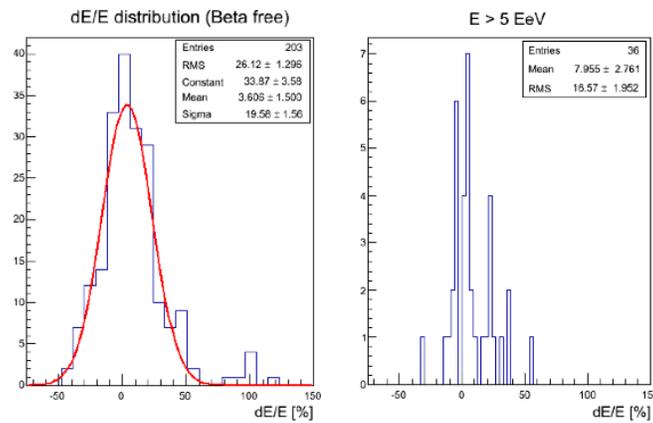


FIGURE 2.21 – Distribution des différences relatives en énergie ($\Delta E/E$) pour les événements reconstruits avec les différents réseaux.

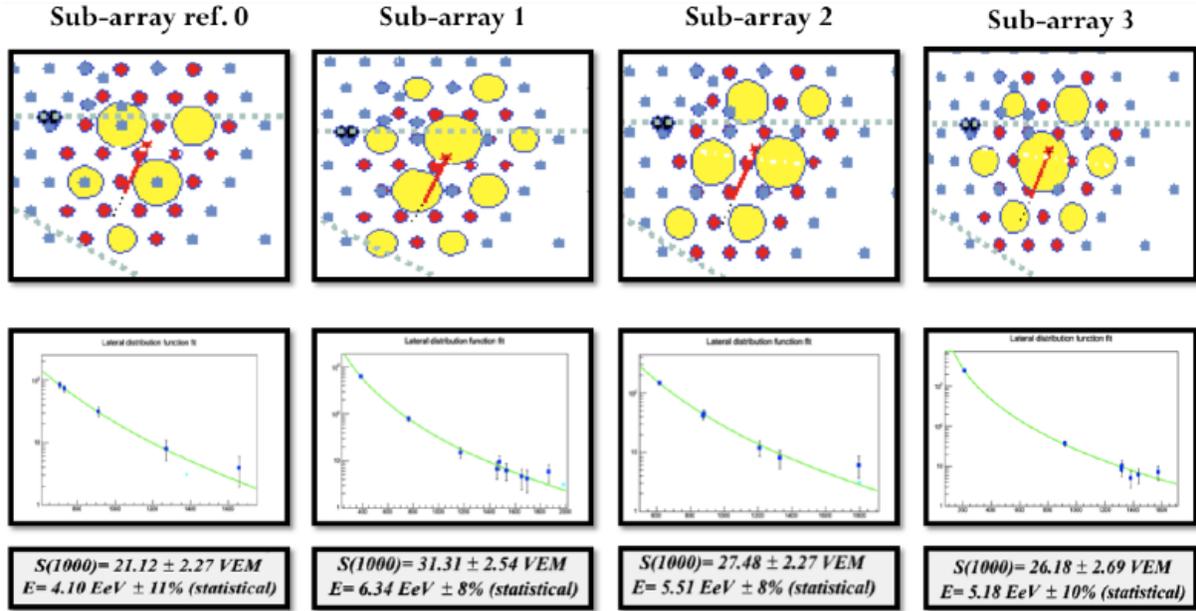


FIGURE 2.22 – Reconstructions en énergie par les 4 réseaux de l'événement 201214913258.

que le réseau 1 donne la plus haute. Dans cette dernière configuration, la cuve la plus proche n'est pas saturée, et le signal de cette cuve a un grand poids sur le fit du à sa faible erreur. L'écart des différentes reconstructions est le même quand on utilise d'autres modèles de LDF. Si l'on prend l'exemple du réseau 1, on trouve 5% de plus avec l'autre type de LDF (probablement lié à l'utilisation du "beta" libre dans le fit de la LDF). A part pour ce cas précis, les écarts sont relativement faibles. Afin d'évaluer s'ils sont en accord avec nos estimations des erreurs, nous avons construit une distribution avec, pour chaque événement, les quantités suivantes :

$$\frac{S(1000) - S(1000)_{ref}}{\sqrt{2} dS(1000)} \quad (2.19)$$

avec $S(1000)_{ref}$ la valeur du réseau de référence et $dS(1000)$ la moyenne des deux erreurs sur $S(1000)$ à partir de l'ajustement de la LDF. Cette distribution, montrée en figure 2.23, a été réalisée en utilisant la paramétrisation de l'*accuracy* (précision sur le signal σ_S cf. 2.13). Au moment de l'étude, une nouvelle paramétrisation de l'*accuracy* avec une dépendance angulaire venait d'être établie [69], l'occasion a été saisie pour la comparer avec l'ancienne [70] (à gauche). En faisant l'hypothèse que les signaux sont gaussiens, nous attendons une distribution normale avec un sigma égal à 1.

Le sigma de cette distribution est $0,88 \pm 0,07$ quand on utilise l'ancienne *accuracy*, et de $0,99 \pm 0,07$ en utilisant la "nouvelle". Nous avons vérifié qu'en utilisant une autre LDF, nous étions dans les mêmes ordres de grandeur. Pour la LDF NKG, en utilisant la nouvelle *accuracy*, nous obtenons un sigma de $1,02 \pm 0,10$.

Ces valeurs montrent qu'en utilisant la nouvelle paramétrisation de l'*accuracy* (dépendance angulaire), les différences en énergie mesurées dans les événements étudiés sont parfaitement cohérentes avec les erreurs dans la reconstruction.

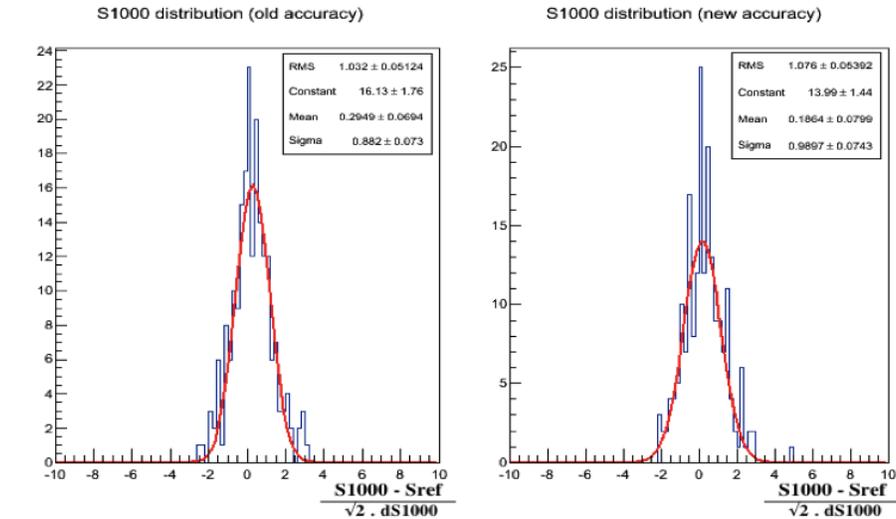


FIGURE 2.23 – Distribution de la différence entre S1000 et le S1000 du réseau de référence divisé par l’erreur sur S1000 du fit.

Conclusion

En utilisant le réseau Infill, nous avons eu l’opportunité de reconstruire indépendamment la même gerbe avec une disposition différente des cuves grâce aux 4 différents réseaux. Les différences des énergies reconstruites ont été étudiées, et montrent un très bon accord avec les erreurs reportées dans le fit de la LDF quand on utilise la nouvelle paramétrisation de l’*accuracy* du signal avec dépendance angulaire.

2.4 Exemple d’événement hybride

La figure 2.24 présente les résultats obtenus après reconstruction d’un événement en mai 2008. Il s’agit d’un événement particulièrement intéressant car il a été observé, à la fois, par trois sites de fluorescence : Los Morados (LM), Loma Amarilla (LA) et Coihueco (CO) en plus du réseau de surface. On note que 66% des événements FD sont reconstruits par seulement un site, 28,8% par deux, 4,6% par trois et seulement 0,6% par tous les détecteurs FD. L’estimation en énergie par le FD et par le SD sont présentés en figure 2.24.

Prenons l’exemple d’un détecteur FD, Los Morados. La figure b présente l’ensemble des pixels d’une caméra où le code couleur dépend du temps d’arrivée des signaux : de bleu pour les premiers signaux à rouge pour les dernières informations obtenues. Pour cet événement, 13 stations ont été déclenchées. Elles permettent de reconstruire parfaitement la LDF (figure g) ainsi que le front de gerbe (figure e). La reconstruction géométrique du plan de détection de la gerbe (SDP) montre l’intérêt d’un détecteur hybride. Les points colorés, issus des pixels présentés en figure b, sont contraint par le point noir correspondant à l’information temporelle dérivée de la cuve centrale. Les paramètres de la gerbe reconstruits par le FD et le SD sont en bon accord. Les angles zénithal et azimutal sont estimés à

$$(\theta, \phi) = (65, 55 \pm 0, 14, 178, 24 \pm 0, 17)_{SD} / (66, 2 \pm 0, 6, 178, 5 \pm 0, 9)_{FD} \quad (2.20)$$

Le profil longitudinal, obtenu à partir de la distribution temporelle de la lumière détectée par

le télescope (figure c), est ajusté par une fonction de Gaisser-Hillas (figure f). A partir de cette fonction et en tenant compte de l'énergie manquante (muon, hadron), on estime l'énergie de la gerbe à 12 EeV.

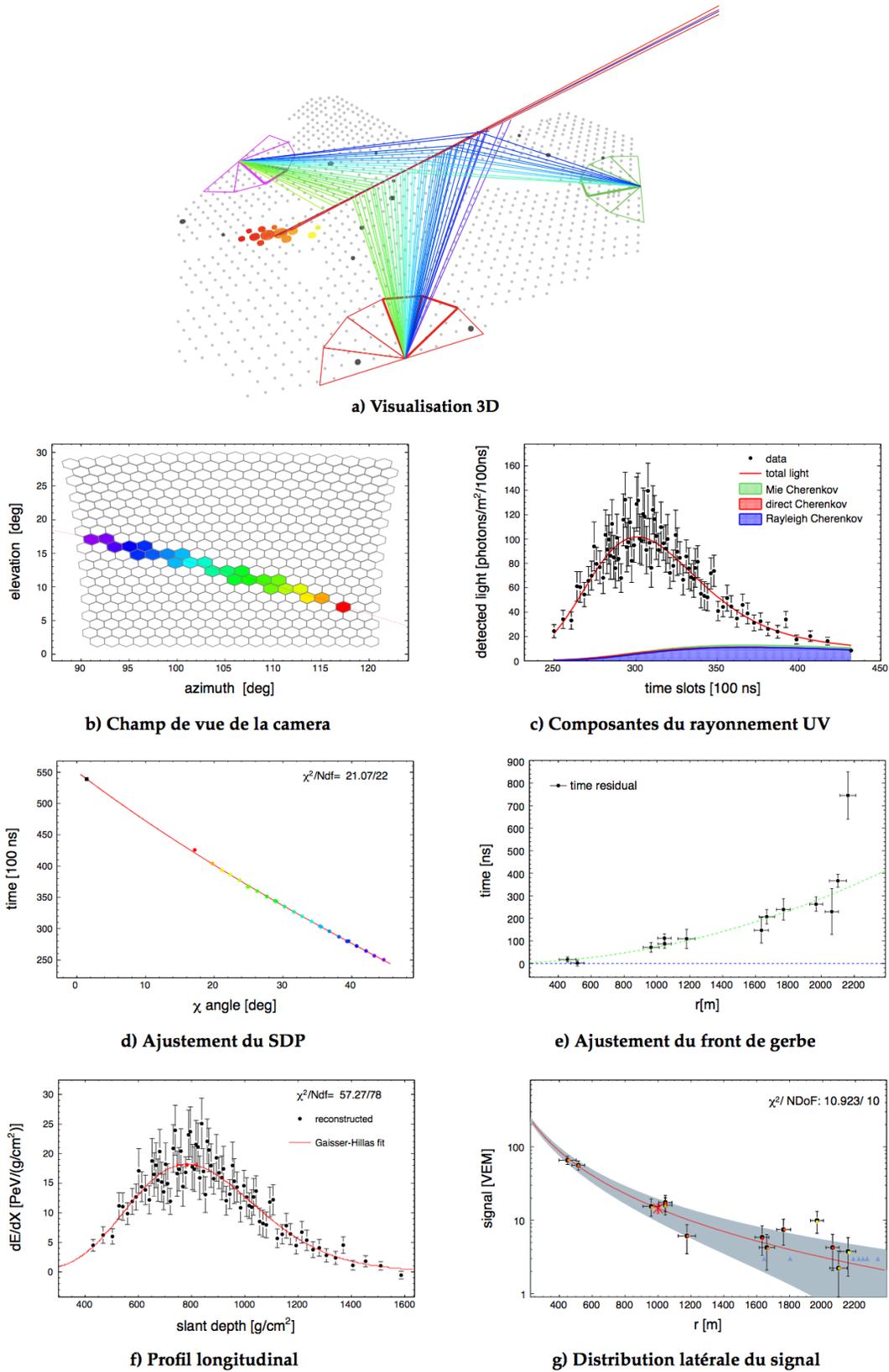


FIGURE 2.24 – Reconstruction d'un événement hybride.

Chapitre 3

Programme de simulation du détecteur de surface de l'Observatoire Pierre Auger

Sommaire

3.1	Présentation du programme EasySim	53
3.2	Principe du programme	54
3.3	Caractéristiques du détecteur	56
3.3.1	Les cuves à eau	56
3.3.2	Les photomultiplicateurs	57
3.4	Les processus implémentés dans la simulation	57
3.4.1	Les photons gamma	58
3.4.2	Les électrons	60
3.4.3	Les muons	63
3.4.4	Suivi des photons Cherenkov	65
3.5	Des photons aux traces	65
3.6	L'étalonnage des signaux des cuves	66
3.6.1	Modes de simulations	66
3.6.2	Principe du VEM	67
3.7	Simulation de gerbe	68
3.7.1	Sélection des cuves	68
3.7.2	Sélection des particules	69
3.7.3	Exemple d'une gerbe de proton	71

La simulation est un aspect primordial de l'analyse de données des gerbes, que ce soit pour tester les différents modèles d'interaction au sein des gerbes, comprendre la réponse des cuves ou encore interpréter les données issues de l'observatoire. Ce chapitre présentera et détaillera le programme de simulation, du détecteur de surface de l'observatoire Auger, utilisé dans le cadre de cette thèse.

3.1 Présentation du programme EasySim

Les outils de simulation de la physique des particules comme GEANT4 sont très complets cependant ils prennent beaucoup de temps, ce qui devient vite problématique lorsqu'il faut si-

muler la réponse de nombreuses gerbes de très haute énergie et pour chacune d'elles les interactions d'un très grand nombre de particules. Ceci explique l'intérêt de développer des outils de simulation simplifiés, mais précis, des interactions des particules avec les détecteurs de l'observatoire Pierre Auger. De plus, au balbutiement de l'observatoire, il était important d'avoir un outil simple, évolutif et flexible, qui permette à la fois de simuler des particules dans une cuve et de réaliser des productions massives de gerbes simulées. Un programme flexible permettant de modifier simplement les paramètres des cuves (taille, réflectivité du Tyvek), des PMs et d'effectuer toute sorte d'étalonnage. C'est dans cette logique qu'a été créé le programme EasySim en C++, utilisant la bibliothèque root [71] et l'environnement CMT [72], en s'appuyant sur les points forts de programmes déjà existants en Fortran comme Sample [73] ou AGASIM [74]. EasySim est un programme dédié contenant uniquement les processus prédominants. Sa structure maléable lui permet donc de s'adapter très facilement pour pouvoir simuler la réponse d'observatoires en projet avec des cuves différentes.

Le but de ce programme de simulation est de pouvoir reproduire la charge induite par des particules, d'énergie et de direction données, après interaction dans la cuve ainsi que la distribution temporelle de cette charge. Ainsi, pour un type de particule donné, nous devons être en mesure de reproduire le nombre de photo-électrons et la forme du signal associée.

3.2 Principe du programme

La structure modulaire du programme est schématisée en figure 3.1. Ce programme peut soit simuler des flux de particules (mode CALIB), soit simuler la réponse de tout type de réseau de cuves à des gerbes simulées (mode SHOWER). Dans le second cas, EasySim lit alors des gerbes simulées par Aires [73] ou Corsika [24] converties au format "root" respectivement par les programmes "AiresToRoot" ou "CorsToRoot". Ces fichiers contiennent la liste de toutes les particules qui parviennent à l'altitude de l'observatoire accompagnées de leurs coordonnées, leurs impulsions, leur énergie ainsi que leur poids statistique. En effet, les énergies des gerbes de Auger sont tellement énormes, autour de 10^{19} eV, que lors de la simulation (Corsika ou Aires) le nombre de particules secondaires est lui aussi incommensurable. De ce fait, une technique de "thinning" permet d'éviter de simuler toutes les particules et de n'en prendre que quelques unes auxquelles on applique un poids statistique.

La première étape du programme est de choisir la configuration d'un réseau de cuves : nombre de cuves, leurs dimensions et leur espacement. Ensuite, on sélectionne les coordonnées du coeur de la gerbe (fixées ou aléatoire). Une zone d'échantillonnage, définie en fonction de la distance des cuves au coeur (cette distance peut être réglée), permet de sélectionner les cuves qui seront utilisées dans la simulation. Pour chaque station sélectionnée, une zone plus large que la surface de la cuve est définie pour établir la liste des particules qui, potentiellement, pourront interagir avec la cuve. Il en résulte une liste de cuves et pour chacune une liste de particules associée. Les étapes suivantes ont lieu indépendamment dans chaque cuve (valable pour les deux modes). Les particules sont redistribuées aléatoirement sur chaque cuve (*cf.* section 3.7). Chaque particule pénétrant dans la cuve est alors simulée, les divers processus d'interaction suivant son type lui sont appliqués (*cf.* section 3.4). Ce sont les photons émis par effet Cherenkov qui sont à l'origine du signal mesuré. Ils sont alors suivis (réflexions sur les parois, interactions) jusqu'à atteindre l'un des trois PMs ou être absorbés. On obtient pour chaque PM le nombre de photo-électrons créés avec leur temps d'arrivée associé (*cf.* section 3.4.4). Les différentes étapes de la simulation de l'électronique sont effectuées : réponse du PM, filtrage par le Front-End, et enfin le codage par le Flash ADC. Ensuite, le trigger local est appliqué sur les stations. Enfin chaque événement, objet "root" contenant la liste

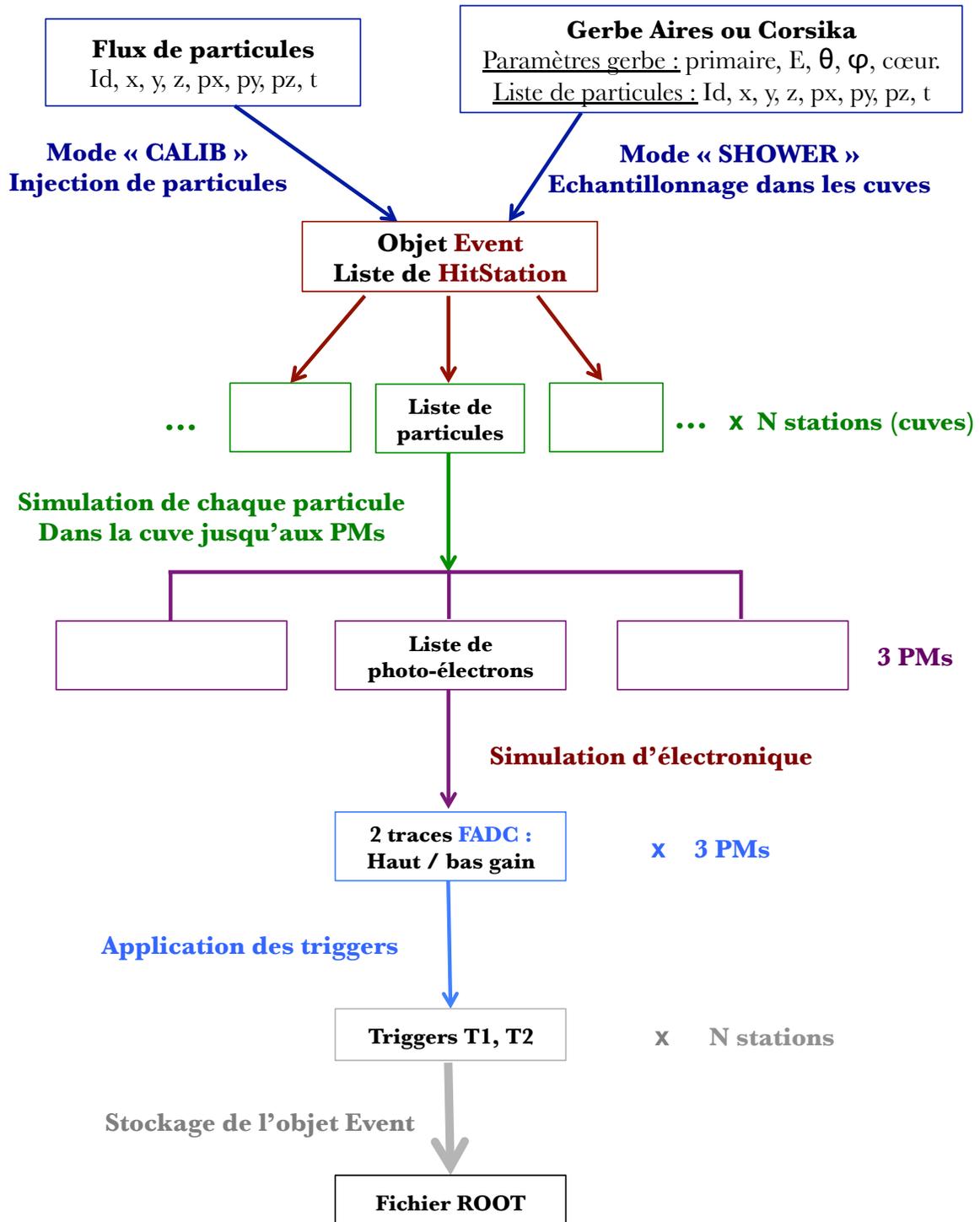


FIGURE 3.1 – Structure du programme de simulation EasySim [75].

des stations, est soumis au trigger central puis stocké dans un fichier root.

Que l'on travaille en mode CALIB ou SHOWER, les composantes électromagnétique et muonique des signaux créés peuvent être séparées. Ceci constitue un énorme avantage lorsqu'il s'agit d'étudier la composition, notamment par comptage de muons (*cf.* chapitre 4).

3.3 Caractéristiques du détecteur

Dans cette partie, nous détaillerons les différentes valeurs des paramètres de la cuve utilisées lors de la simulation. Ces paramètres, utilisés pendant le suivi des photons créés par effet Cherenkov, jouent un rôle important pour déterminer si le photon atteindra le PM ou s'il sera absorbé dans l'eau.

A titre de rappel (*cf.* section 2.3.1), les cuves de l'observatoire Pierre Auger ont un diamètre de 3,6 mètres pour une hauteur de 1,2 m. Elles contiennent un sac de Tyvek, ayant de très bonnes propriétés réfléchissantes, dans lequel est versé de l'eau pure traitée sur place. Enfin, trois photomultiplicateurs sont placés sur des hublots à l'interface de l'eau, sur la partie supérieure de la cuve.

3.3.1 Les cuves à eau

Les paramètres de la cuve tels que la réflectivité du Tyvek ou encore la longueur d'absorption dans l'eau impactent les processus d'interaction des particules. La réflectivité a une forte composante diffuse, et une composante spéculaire plus faible (environ 20 %). La distribution de la longueur d'absorption dans l'eau dépend de la longueur d'onde des photons et atteint un minimum d'absorption pour 430 nm. Les distributions de ces deux paramètres en fonction de la longueur d'onde sont représentées en figure 3.2.

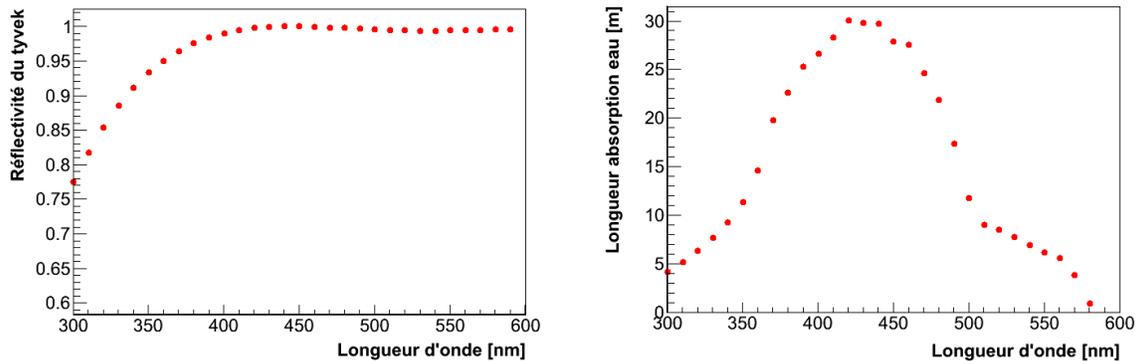


FIGURE 3.2 – Distributions de la réflectivité du Tyvek (à gauche) et de la longueur d'absorption dans l'eau (à droite) en fonction de la longueur d'onde des photons.

Ces paramètres conditionnent la distance de parcours des photons dans la cuve et donc l'amplitude et le temps de décroissance des impulsions mesurés par les PMs. En effet, si l'on a une mauvaise réflectivité du Tyvek ou une faible longueur d'absorption, alors les photons Cherenkov auront plus de chance d'être absorbés avant même d'atteindre les PMs. Les valeurs absolues de ces paramètres devront être ajustées de manière à reproduire la forme d'une impulsion moyenne d'un muon vertical dans cette cuve.

3.3.2 Les photomultiplicateurs

Les trois photomultiplicateurs (PMs), disposés sur la partie supérieure de la cuve, sont chargés de convertir la lumière émise par effet Cherenkov en un signal électrique. Ces PMs, produits par la société française Photonis (type XP 1805), ont une photocathode sphérique d'une surface nominale de 500 cm^2 . L'efficacité quantique du PM dépend de la longueur d'onde des photons comme le montre la figure 3.3. Cela représente la probabilité qu'un photon interagisse avec la photocathode par effet photo-électrique (le photon arrache un électron de la photocathode et lui donne son énergie). L'efficacité quantique atteint son maximum de 25 % à 370 nm. L'efficacité de collection, probabilité qu'un photo-électron arraché à la photocathode produise un signal à l'anode, est estimée par Photonis à 0,7.

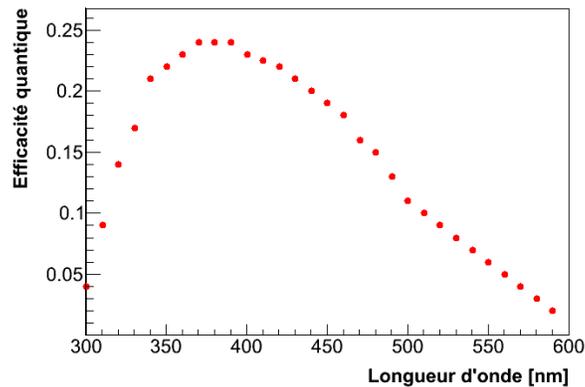


FIGURE 3.3 – Dépendance de l'efficacité quantique des PMs de la cuve avec la longueur d'onde des photons Cherenkov.

La référence [76] met en évidence une dépendance angulaire de l'efficacité quantique des PMs. En effet, ces mesures sembleraient indiquer que l'efficacité quantique à 0° (photons arrivant perpendiculairement à la photocathode) est minimale pour des raisons géométriques. A plus grand angle, les photons peuvent se réfléchir sur la partie interne du PM, leur donnant ainsi une nouvelle chance d'interagir avec la photocathode et augmentant ainsi l'efficacité quantique (cf. figure 3.3). Il a été montré dans [76] que les valeurs nominales données par Photonis sous-estiment l'efficacité quantique moyenne car elles sont déterminées avec un flux de photons parallèle à l'axe du PM. Toutefois, il est difficile d'évaluer précisément l'efficacité quantique à grand angle, sans entrer dans une simulation lourde qui suivrait chaque photon. C'est pourquoi dans EasySim, comme dans les autres codes utilisant GEANT4, nous utilisons une valeur moyenne de l'efficacité quantique ($q_{eff}=0,4$), sans dépendance angulaire.

3.4 Les processus implémentés dans la simulation

Les divers processus d'interaction, pour chaque type de particule, implémentés dans EasySim sont détaillés dans cette section. Seuls les processus intervenant en proportion non négligeable ont été pris en compte dans ce programme. En fin de simulation, le nombre de photons émis par effet Cherenkov, leur temps associé ainsi que le nombre de réflexions sur les parois de la cuve sont extraits. En effet, le signal en sortie des PMs est créé uniquement par les photons Cherenkov.

3.4.1 Les photons gamma

Les gammas peuvent interagir dans un matériau de trois façons différentes : par effet photo-électrique, effet Compton ou par création de paire. Toutefois, la probabilité qu'un gamma interagisse par effet photo-électrique augmente avec le numéro atomique du matériau parcouru. D'autre part, cet effet est prédominant à basse énergie. Ainsi, l'association de l'eau avec la gamme d'énergie des gammas émis par les gerbes d'Auger rend l'effet photo-électrique négligeable. C'est pourquoi ce processus n'est pas pris en compte dans EasySim. Les gammas ne vont pas contribuer directement au signal créé par les photons Cherenkov mais indirectement à travers les électrons/positrons émis par les deux processus.

Quel processus ? Quelle longueur d'interaction ?

La première étape consiste à déterminer avec quel processus le gamma va interagir dans la cuve, si son énergie le lui permet. Les probabilités d'interaction par création de paire, ainsi que les longueurs d'interaction associées, ont été tabulées en fonction de l'énergie du gamma (voir figure 3.4).

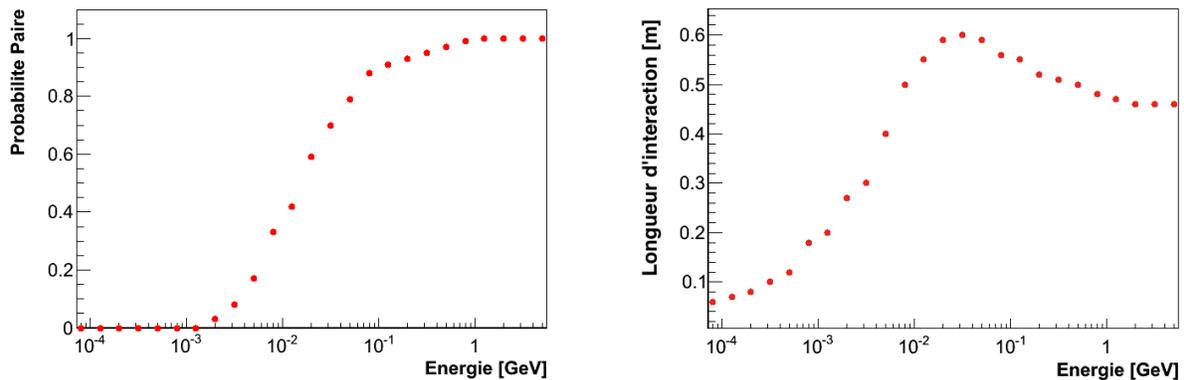


FIGURE 3.4 – Probabilités d'interaction d'un gamma par création de paire (à gauche) et longueur d'interaction (à droite) en fonction de son énergie.

Ces tables prennent en compte les gammas entre 80 keV et 5 GeV et permettent à la fois de déterminer la distance parcourue par le gamma avant d'interagir, mais aussi de choisir entre la création de paire et l'effet Compton. Les intervalles d'énergie des tables sont construits suivant une distribution exponentielle. Pour un gamma d'énergie donnée, l'intervalle d'énergie le plus proche donne la probabilité d'interaction par création de paire ainsi que sa distance d'interaction. Afin d'obtenir une distribution continue de la longueur d'interaction, un tirage aléatoire est réalisé suivant une distribution exponentielle.

Pour qu'il y ait interaction, il faut vérifier que la distance dont dispose le gamma avant de sortir de la cuve est supérieure à la longueur d'interaction évaluée précédemment. Si la distance satisfait cette condition, un tirage uniforme comparé aux probabilités de la table déterminera quel processus suivra le gamma.

Processus 1 : Création de paire

Dans le cas de la création de paire, il s'agit d'un gamma qui par interaction dans l'eau va créer une paire électron/positron. Pour effectuer ce processus, le gamma doit avoir une énergie d'au-

moins 1,022 MeV soit deux fois l'énergie de masse d'un électron.

On crée deux particules, électron et positron, avec leur énergie respective e_1 et e_2 . L'énergie de l'électron est tirée suivant une loi uniforme, on peut en déduire l'énergie du positron $e_2 = E_\gamma - e_1$.

Ces deux particules sont ré-injectées dans la simulation et subiront les processus associés aux électrons. Elles sont introduites avec leurs nouvelles coordonnées calculées à partir de la position initiale du gamma, de ses cosinus directeurs ainsi que de la longueur d'interaction déterminée plus haut.

Processus 2 : Effet Compton

L'effet Compton est la collision d'un gamma et d'un électron, le gamma rebondit sur un électron cible et perd de l'énergie. L'électron et le gamma sont alors diffusés avec un certain angle (cf. figure 3.5). Il faudra donc ré-injecter dans la simulation le gamma ainsi que l'électron avec leurs nouvelles coordonnées et énergies.

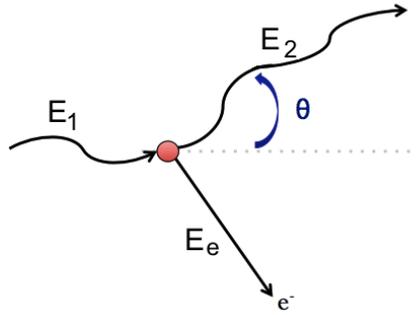


FIGURE 3.5 – Schéma de l'effet Compton.

Pour déterminer l'énergie de l'électron E_e après collision, l'association de la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement permet d'obtenir l'énergie du photon diffusé après collision (E_2), donnée par la relation 3.1 :

$$E_2 = \frac{1}{\frac{1}{E_1} + \frac{1 - \cos \theta}{m_e}} \quad (3.1)$$

avec $m_e = 511$ keV, l'énergie de masse d'un électron. L'énergie du gamma diffusé E_2 varie entre son minimum, obtenue pour $\theta = 180^\circ$ et E_1 l'énergie du gamma incident. La distribution de E_2 est obtenue par la méthode de rejet en fonction de l'énergie du gamma incident (cf. figure 3.6).

L'énergie du photon diffusé E_2 est obtenue par un tirage aléatoire entre E_{min} et E_1 . À E_2 est associé S_2 grâce à la distribution représentée en figure 3.6. Une valeur au hasard est tirée, elle est comparée à $\frac{S_2}{S_{max}}$ si elle est inférieure (se situe sous la courbe) alors on conserve E_2 . Sinon une nouvelle valeur est tirée puis comparée à la distribution jusqu'à satisfaire ce test.

A partir de l'énergie de diffusion du gamma diffusé, l'énergie de l'électron E_e se déduit facilement : $E_e = E_1 - E_2$.

Les nouveaux cosinus directeurs des particules diffusées sont calculés : électron ($u_{x\,el}, u_{y\,el}, u_{z\,el}$) et gamma ($u_{x\,ph}, u_{y\,ph}, u_{z\,ph}$) à partir de ceux du gamma incident (u_x, u_y, u_z). La figure de l'effet Compton montre que le photon est diffusé avec un angle θ après collision. Le cosinus de θ est

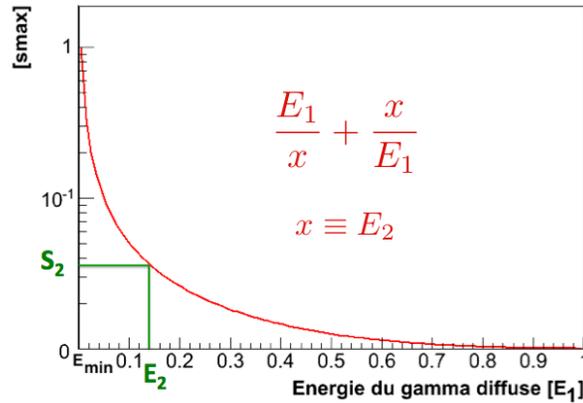


FIGURE 3.6 – Sélection de l'énergie du gamma diffusé E_2 après collision en fonction de l'énergie du gamma initial E_1 par la méthode de rejet.

déterminé à partir de la relation 3.1 :

$$\cos \theta = 1 + E_m(e^-) \left(\frac{1}{E_1} - \frac{1}{E_2} \right) \quad (3.2)$$

Nous contruisons les deux autres vecteurs unitaires, $(v_x, v_y, 0)$ et (w_x, w_y, w_z) , orthogonaux entre eux ainsi qu'à la direction initiale du gamma. Nous pouvons tirer selon une loi uniforme l'angle ϕ qui définira la direction sur ces deux axes. Les cosinus directeurs du gamma diffusé calculés selon les relations 3.3.

$$\begin{cases} u_{x\ ph} = \cos \theta u_x + \sin \theta (\cos \phi v_x + \sin \phi w_x) \\ u_{y\ ph} = \cos \theta u_y + \sin \theta (\cos \phi v_y + \sin \phi w_y) \\ u_{z\ ph} = \cos \theta u_z + \sin \theta (\cos \phi v_z + \sin \phi w_z) \end{cases} \quad (3.3)$$

Les directions de l'électron diffusé sont déduites de la relation 3.1.

3.4.2 Les électrons

Les électrons interagissent dans l'eau, principalement par trois processus : effet Cherenkov, rayonnement de freinage "Bremsstrahlung" ou encore diffusion multiple. Le suivi des électrons à travers la cuve est simulé pas à pas. La distance parcourue par l'électron avant d'atteindre une paroi, et ainsi être absorbé, est décomposée en plusieurs *step* (pas) de 20 cm maximum.

Longueur de la *step* et vitesse β

Avant de déterminer la longueur de chaque pas et la vitesse β de la particule pour simuler les différents processus, nous faisons deux vérifications. Tout d'abord, l'électron doit avoir une énergie suffisante ($E > 250$ keV) et la distance qu'il peut parcourir dans l'eau avant de rencontrer l'une des parois de la cuve doit être non-nulle. Il n'est simulé que si ces deux conditions sont remplies.

L'énergie des électrons est tabulée par 41 valeurs comprises entre 250 keV et 100 MeV. Pour chaque électron simulé, la table est parcourue jusqu'à déterminer l'énergie tabulée la plus proche de celle de l'électron.

Ensuite, nous déterminons la distance parcourue, à cette énergie, par l'électron. La longueur d'interaction dépend fortement de l'énergie des électrons. On distingue deux cas :

- **E > 100 MeV** : S'agissant d'électron de haute énergie, la plus grande distance (20cm) est attribuée.
- **E < 100 MeV** : L'énergie de l'électron prise est la moyenne des deux valeurs de la table encadrant E. Le pas est déterminé en fonction de l'énergie de l'électron.

Finalement, la distance parcourue par l'électron avant interaction est définie comme le minimum entre la valeur définie plus haut (fonction de l'énergie) et la distance avant d'être absorbé par une paroi de la cuve.

La valeur de β est définie comme :

$$\beta = \sqrt{\frac{E(E + 2m_e)}{E + m_e}} \quad (3.4)$$

La longueur du pas ainsi que β sont utilisés dans la simulation des trois processus. Une fois les processus achevés, l'énergie perdue est retranchée et l'on réitère la procédure : recherche de l'énergie tabulée la plus proche, calcul du pas en tenant compte de la nouvelle position de l'électron ainsi que de sa nouvelle énergie, et enfin application des différentes interactions jusqu'à ce que l'électron n'ait plus assez d'énergie ($E < 250$ keV).

Processus 1 : Diffusion multiple

La diffusion multiple est une déviation des électrons de leur trajectoire initiale. Cette déviation est opérée par les forces électrostatiques lors de l'interaction avec la matière. Ces déviations peuvent se produire plusieurs fois. La probabilité d'une diffusion des électrons ainsi que le nombre de déviations dépend de son énergie ainsi que la distance parcourue dans la matière.

Pour calculer les nouveaux cosinus directeurs de l'électron après diffusion multiple, nous devons déterminer l'angle θ avec lequel l'électron a été dévié. Cet angle dépend de la quantité de matière traversée. En effet, cela va déterminer le nombre de diffusions effectuées. Un angle theta est tiré aléatoirement dans une distribution gaussienne dont l'écart type $\langle \theta \rangle$ est donné par la relation 3.5 [77].

$$\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} = z \frac{20 [MeV/c]}{p \beta} \sqrt{\frac{x}{L_{rad}}} \left(1 + \frac{1}{9} \log \frac{x}{L_{rad}}\right) \quad (3.5)$$

avec L_{rad} : la longueur de radiation du matériau , x : l'épaisseur du matériau traversée, p : le moment de la particule et z : la charge de la particule

Tout comme l'effet Compton, les nouvelles directions de l'électron sont calculées par la relation 3.3.

Processus 2 : Rayonnement de freinage "Bremsstrahlung"

Le rayonnement de freinage "bremsstrahlung" est un rayonnement électromagnétique qui se modélise par la déflexion d'une particule chargée, typiquement un électron ou positron, par une autre particule chargée (électron ou noyau) provoquant un ralentissement de l'électron. L'électron perd alors de l'énergie cinétique, qui est convertie en émettant un photon, satisfaisant ainsi la conservation de l'énergie.

Ce rayonnement bremsstrahlung s'applique essentiellement aux électrons et positrons. En effet, sa probabilité est inversement proportionnelle au carré de la masse de la particule. A titre de

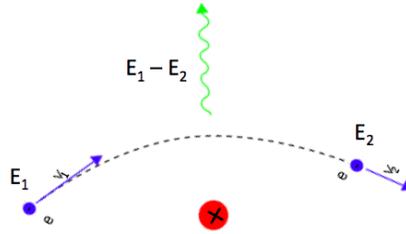


FIGURE 3.7 – Schéma du rayonnement de freinage Bremsstrahlung.

comparaison un muon, de masse $m_\mu = 200 \times m_{e^-}$, a une probabilité 40 000 fois plus faible de rayonner par Bremsstrahlung.

Les cosinus directeurs du gamma émis sont définis de la même manière que ceux de la diffusion multiple.

L'énergie du gamma E_γ correspond à l'énergie cinétique perdue par l'électron initial lors du rayonnement Bremsstrahlung. Soit E_1 l'énergie de l'électron avant interaction, l'énergie maximale que peut perdre l'électron est :

$$E_{max} = E_1 - m_e c^2 \quad (3.6)$$

L'électron peut transférer une fraction quelconque de son énergie au gamma. Les fonctions de *screening* associées à une énergie cinétique donnée (cf. référence [77]), permettent de construire les probabilités de perte d'énergie de l'électron. La fraction d'énergie transférée au photon (de 1 à 99%) est tirée selon une loi uniforme dans la table.

Processus 3 : Effet Cherenkov

L'effet Cherenkov se produit lorsqu'une particule (électron, muon) se déplace dans un milieu avec une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce même milieu. Cette vitesse est donnée par :

$$\beta c = v = \frac{c}{n} \quad (3.7)$$

avec n l'indice de réfraction du milieu et c la vitesse de la lumière dans le vide. Une particule émettant un rayonnement Cherenkov doit donc avoir une vitesse :

$$v_{part} > \frac{c}{n} \quad (3.8)$$

Si la relation 3.8 est vérifiée, une *onde de choc* électromagnétique est créée similaire aux émissions de fronts d'ondes acoustiques émises par un avion supersonique lorsqu'il dépasse la vitesse du son. Cet effet est illustré en figure 3.8. L'onde de choc se traduit par l'émission d'un cône de lumière bleutée (UV-visible) dont la direction de propagation forme un angle θ au sommet avec la trajectoire de la particule tel que :

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (3.9)$$

Le nombre de photons Cherenkov créés dépend de la distance parcourue dans l'eau d , de l'angle θ , mais aussi du poids de la particule w . Le nombre de photons Cherenkov est défini par la relation :

$$n_{photon} = 11099 \times \sin^2 \theta \times d(cm) \times w \quad (3.10)$$

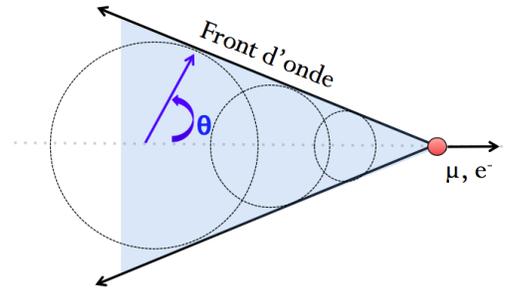


FIGURE 3.8 – Rayonnement Cherenkov : une onde de choc électromagnétique est formée quand la particule est plus rapide que la vitesse de la lumière dans le même milieu.

Afin de gagner du temps, le facteur Cherenkov 11099 est déjà le résultat d'un produit avec l'efficacité quantique du PM. L'angle θ défini en 3.9 va également servir à déterminer les directions d'émission des photons Cherenkov (cf. 3.3). Les positions des photons sont calculées à partir des coordonnées initiales de l'électron.

Les photons émis par effet Cherenkov peuvent avoir différentes longueurs d'onde, ce qui va influencer leur suivi dans la cuve (réflexions ou encore absorption dans l'eau). Toutefois, les petites longueurs d'ondes sont favorisées d'où la couleur bleutée de la lumière Cherenkov. La table contenant les probabilités associées aux différentes longueurs d'onde est présentée en figure 3.9.

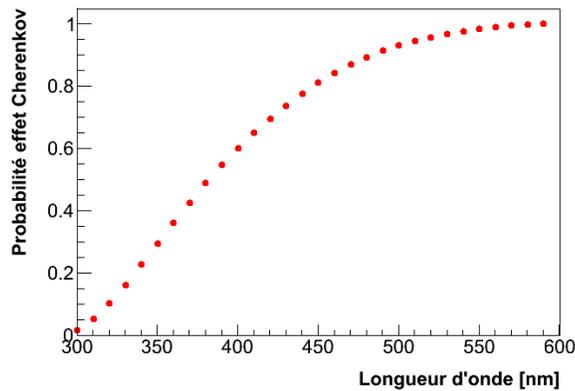


FIGURE 3.9 – Probabilité d'émission de photons Cherenkov à différentes longueurs d'onde.

A partir de cette table, on peut tirer aléatoirement une longueur d'onde pour chaque photon Cherenkov. Ceci nous permet de déterminer les différentes valeurs des paramètres importants pour le suivi de ces photons dans la cuve (réflectivité du Tyvek, diffusivité ou encore le coefficient d'absorption de l'eau) jusqu'à ce qu'ils atteignent ou non l'un des trois PMs.

3.4.3 Les muons

Pour les muons, le processus dominant est l'effet Cherenkov. La production de rayonnement delta intervient pour 20% dans la charge finale pour les muons de 1 GeV. La décroissance des muons de plus faible énergie est également simulée. De la même manière que pour les électrons,

la simulation des muons est faite pas à pas. L'énergie des muons est tabulée entre 1 MeV et 10 GeV au moyen de 43 valeurs. La détermination de la longueur du pas ainsi que de β est similaire à celle des électrons.

Processus 1 : Effet Cherenkov

L'effet Cherenkov a été décrit précédemment pour les électrons, il est simulé de la même manière avec les muons. Au terme de la simulation, nous obtenons le nombre de photons Cherenkov avec leurs coordonnées, leur temps associé ainsi que leur longueur d'onde.

Processus 2 : Rayonnement delta δ

Le rayonnement δ est la production d'électrons par une particule chargée très énergétique. L'ensemble des électrons produits est appelé rayonnement δ quand ces derniers ont assez d'énergie pour, à leur tour, interagir dans la matière.

Dans un premier temps on calcule le nombre moyen d'électrons ($n_{\bar{D}R}$) créé par le muon, qui dépend de l'énergie cinétique minimum (T_{minDR}) pour produire un électron par rayonnement delta, donné par la relation :

$$n_{\bar{D}R} = DRFact \frac{Range}{\beta} \left(\frac{1}{T_{minDR}} - \frac{1}{T_{max}} \right) \tag{3.11}$$

avec :

$$DRFact = 0.008445 \text{ GeV.m}^{-1} \qquad Range : \text{distance parcourue par muon}$$

$$T_{max} = m_e \beta^2 \gamma^2 : \text{énergie maximale du muon} \qquad T_{minDR} = m_e \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

Nous pouvons construire une distribution de Poisson dont la moyenne est $n_{\bar{D}R}$ et ainsi tirer une valeur aléatoire de cette distribution afin d'obtenir le nombre d'électrons créé n_{DR} .

La création de chaque électron peut avoir lieu n'importe où sur la distance considérée, nous déterminons au hasard leur point de production donc le point d'émission de l'électron.

Nous prenons une énergie cinétique T comprise entre T_{minDR} et T_{max} pour calculer l'angle θ auquel l'électron est diffusé :

$$\cos \theta = \frac{T}{T_{max}} \sqrt{\frac{T_{max}^2 + 2m_e T_{max}}{T^2 + 2m_e T}} \tag{3.12}$$

Cet angle de diffusion est utilisé pour déterminer les directions de l'électron de la même manière que pour l'effet Compton (cf. 3.3).

Enfin, l'énergie de l'électron (dr_E) produit est défini comme :

$$dr_E = T + m_e c^2 \tag{3.13}$$

On retranche toutes les énergies des électrons créés à l'énergie du muon initial.

Processus 3 : Décroissance des muons

Les muons sont des particules élémentaires instables et plus lourdes que les électrons ou neutrinos mais plus légères que toutes les autres particules de la matière. Leur décroissance se fait par interaction faible. Pour respecter la conservation du nombre leptonique, le muon décroît en

un électron et deux neutrinos. La décroissance des muons la plus répandue est donnée par les réactions 3.14.



Nous tirons aléatoirement l'énergie que va transférer le muon à l'électron. Lors de la simulation de l'électron, nous prenons en compte le temps de décroissance du muon. La durée de vie moyenne d'un muon est de l'ordre de $2 \mu s$.

3.4.4 Suivi des photons Cherenkov

Les photons créés par effet Cherenkov sont à l'origine du signal mesuré par les PMs. Pour cela, nous devons les suivre pas à pas dans la cuve. Toutes les réflexions sur les parois de la cuve ainsi que leurs trajectoires sont simulées jusqu'à atteindre l'un des trois PMs ou être absorbés. La longueur d'onde de chaque photon permet de calculer les probabilités d'absorption par le Tyvek (parois) ou l'eau.

Les directions des photons (cosinus directeurs) permettent de suivre le photon jusqu'à la paroi de la cuve. On distingue essentiellement deux cas :

- **Sur une paroi latérale** : Une valeur tirée au hasard est comparée aux tables de probabilité d'absorption par le Tyvek et par l'eau. Si le photon n'est pas absorbé, il subit soit une réflexion spéculaire soit une diffusion. Dans le cas d'une réflexion spéculaire, le photon est réfléchi par le Tyvek avec le même angle. Il peut être réfléchi tout autour de cet angle avec une dispersion gaussienne dont le sigma est d'environ 18° . Dans le cas où le photon est diffusé, le photon est réfléchi avec un angle zénithal tiré aléatoirement dans une distribution isotrope.
- **Sur la paroi supérieure/inférieure** : Si le photon touche la paroi inférieure, la procédure est la même que pour les parois latérales. En revanche, s'il s'agit de la partie supérieure de la cuve nous devons vérifier si le photon touche un des trois PMs.

Dans le cas où le photon a été réfléchi sur l'une des parois sans être détecté par l'un des PMs, cette même procédure est réalisée jusqu'à ce qu'il soit absorbé par l'eau, le Tyvek ou bien détecté par un PM.

Le nombre de réflexions sur les parois de la cuve est comptabilisé, ce qui permet d'étudier les effets géométriques de la cuve.

3.5 Des photons aux traces

Lorsque les photons Cherenkov atteignent la photocathode d'un des trois PMs, ils sont transformés en photo-électrons. Une fois le photon transformé en photo-électron par effet photo-électrique (le photon transmet son énergie à un électron), toute l'électronique est simulée.

Réponse du PM

La première étape consiste à simuler la réponse du PM, c'est à dire convertir les photo-électrons en un signal électrique. Tous les photo-électrons sont répartis dans des *bins* en temps d'une nanoseconde jusqu'à $20 \mu s$. Pour chaque *bin*, nous balayons tous les photo-électrons et une charge tirée aléatoirement sur le spectre de la charge d'un électron unique en sortie du PM leur est attribuée à chacun. Ensuite, un temps est tiré sur une distribution gaussienne dont la moyenne est le temps du *bin* et l'écart type le temps de transfert. Le temps de transfert est le temps nécessaire pour créer une charge à partir d'un photo-électron. Au fil de la boucle sur les photo-électrons, les charges de

l'anode et de la dernière dynode sont calculées pour chaque *bin* de 1 ns en utilisant le gain du PM. Les signaux de la dernière dynode, définis comme sorties "haut gains" des PMs, sont amplifiés d'un facteur 32. On a donc six sorties (soit deux par PM) qui sont injectées dans le filtre "Front-End".

Filtrage par Front-End

La seconde étape est la simulation du filtrage de l'électronique par le Front-End. Il s'agit d'un filtre de Bessel récursif sur tous les bins en temps dont la coupure est à 20 MHz et le gain de tension de -0,5. Pour chaque temps, ce filtre obtenu de manière empirique utilise les tensions des 5 précédents bins. Il est défini comme :

$$V(t) = \sum_{t=0}^{t_{max}} -2,88 \cdot 10^{-5} I(t-5) + 4,38V(t-1) - 7,69V(t-2) + 6,75V(t-3) - 2,97V(t-4) + 0,52V(t-5) \quad (3.15)$$

avec $I(t)$ l'intensité du signal en t , $V(t)$ la tension du signal et $t_{max} = 19200 \text{ ns}$.

Codage par Flash ADC

Enfin les bins de temps sont échantillonnés en 768 intervalles de 25 ns. Comme la charge était réparties dans des bins d'une nanoseconde, une tirage aléatoire entre 0 et 25 ns est réalisé pour déterminer le temps auquel débute le signal. On obtient donc les traces FADC (*Fast Analog-to-Digital Converter*) représentant la charge en fonction du temps.

Les sorties de la simulation

En sortie de la simulation, nous avons accès à tout l'historique des particules ainsi qu'au nombre de photo-électrons créé par chacune. Le nombre de réflexions des photons Cherenkov est lui aussi gardé en mémoire permettant de comprendre et voir les effets de la géométrie de la cuve. Les signaux, en nombre de canaux d'ADC, en fonction du temps (traces) de chaque station sont également enregistrés. Dans le programme EasySim, on peut extraire les signaux à trois niveaux différents : directement à la première dynode (en photo-électron), à la sortie du PM ou après l'électronique d'Auger. Il est possible de voir indépendamment le signal d'un PM ou bien la somme des trois. D'autre part, les composantes muonique et électromagnétique peuvent être distinguées.

3.6 L'étalonnage des signaux des cuves

Les signaux des cuves sont proportionnels aux nombres de photo-électrons créés. Toutes les cuves possèdent des particularités, que ce soit les PMs, l'eau de la cuve ou encore la diffusivité du Tyvek, qui vont avoir un impact sur les signaux. Pour comparer les signaux des cuves, nous n'utilisons pas un étalonnage absolu mais relatif par rapport à la charge d'un muon vertical de 1 GeV d'énergie traversant la cuve en son centre : VEM. Dans la suite, les signaux en sortie des PMs seront normalisés au VEM. De nombreuses vérifications ont été réalisées entre ces simulations et les données de l'observatoire [75].

3.6.1 Modes de simulations

L'étalonnage des signaux des cuves est réalisé en mode "CALIB". Ce mode offre la possibilité de travailler avec un type précis de particule : gamma, électron ou muon. L'énergie des particules

injectées peut être choisie ou tirée aléatoirement dans un spectre en énergie. Le spectre en énergie des muons pour différents angles zénithaux est présenté en figure 3.10. Ces flux sont extraits de la référence [78].

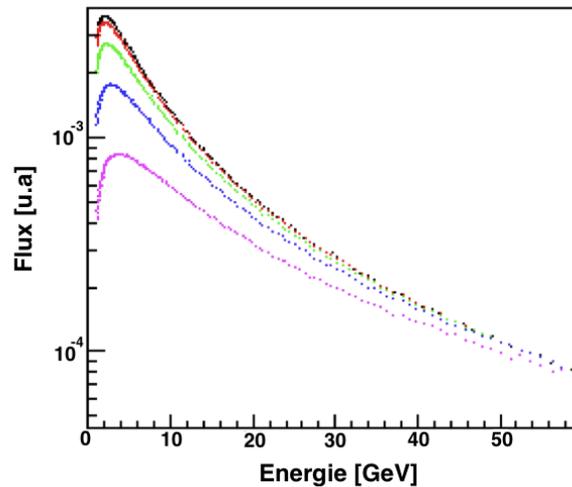


FIGURE 3.10 – Spectre en énergie des muons pour différents angles d'arrivée. De haut en bas : 0° , 15° , 30° , 45° et 60° [78].

L'angle d'incidence des particules peut également être réglé par différents modes :

- **mode VEM** : muons d'un GeV verticaux et au centre de la cuve,
- **mode FIXEDTHETA** : fixe l'angle d'incidence des particules dans la cuve,
- **mode RANDOM** : tire un angle sur une distribution en $\sin^2 \theta$,
- **mode SCINTILLATOR** : fixe la position de deux scintillateurs, l'un au-dessus de la cuve et l'autre en-dessous, pour étudier la trajectoire des particules détectées par les deux,
- **mode HORIZONTAL** : injecte des particules horizontales.

3.6.2 Principe du VEM

La simulation de l'électronique nous permet d'avoir les traces en canaux d'ADC en fonction du temps. Avant de simuler des gerbes, il faut procéder à un étalonnage des signaux en sortie des PMs. Afin de pouvoir comparer les signaux de chaque station, un étalonnage utilisant comme référence la charge des muons verticaux est réalisé. L'unité de référence est le VEM. En effet, la charge produite par un muon est proportionnelle à la distance parcourue dans la cuve. L'utilisation du VEM comme référence permet d'uniformiser la réponse du réseau.

Malheureusement, il serait trop coûteux de mettre des scintillateurs sur toutes les cuves du réseau, pour identifier les muons ayant une incidence normale à la cuve, et ainsi faire l'étalonnage du VEM. C'est pourquoi nous travaillons avec des muons provenant de toutes directions. Quelques mesures, réalisées sur quelques cuves test, ont déterminé le rapport entre les calibrations établies par des muons verticaux (VEM) et des muons multi-directionnels.

La figure 3.11 présente les spectres en charge, mesurés en sortie des PMs, obtenus avec une simulation de 10000 muons verticaux de 1 GeV (mode VEM) et 10000 muons multi-directionnels (mode RANDOM).

Un ajustement par une gaussienne des distributions 3.11 permet d'obtenir l'équivalence du VEM en charge et de calculer le rapport entre ces deux configurations.

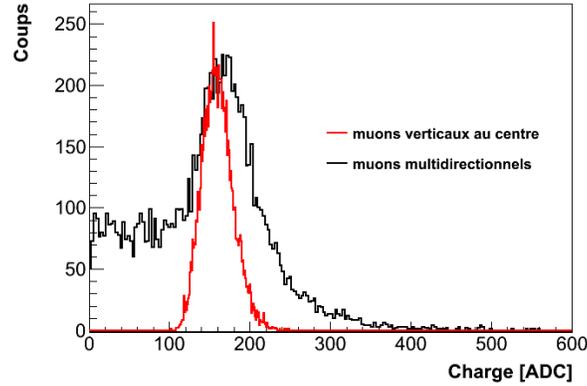


FIGURE 3.11 – Spectre en charge de 10000 muons multidirectionnels (noir) superposé à celui de 10000 muons centraux et verticaux (rouge).

3.7 Simulation de gerbe

Une fois que la gerbe a été simulée par Corsika ou Aires, nous avons donc un fichier "root" qui contient la liste des particules arrivant à l'altitude de l'observatoire Auger (1400 m). Pour chaque particule, nous avons son type, sa position, son impulsion et son énergie. Le coeur de la gerbe est alors soit tiré aléatoirement soit fixé. Les positions des particules, extraites du fichier de simulation de la gerbe, sont alors superposées au réseau défini précédemment.

3.7.1 Sélection des cuves

Une zone d'échantillonnage est définie autour du coeur de la gerbe afin de faire une pré-sélection des stations (cuves Cherenkov). Les stations sélectionnées sont celles pour lesquelles la distance à l'axe de la gerbe est inférieure à R_{MAX} (par défaut $R_{MAX} = 4000$ m). De cette façon, la zone d'échantillonnage prend en compte l'inclinaison de la gerbe (angle zénithal et azimutal). Pour déterminer si les stations se trouvent dans la zone, il faut tout d'abord projeter les coordonnées de la station sur le plan de la gerbe. On commence par définir un repère dont l'origine est le coeur de la gerbe, en soustrayant les coordonnées de la station (x_S, y_S, z_S) à ceux du coeur de la gerbe (x_C, y_C, z_C) .

Les coordonnées de la station projetées sur l'axe de la gerbe (x_{sf}, y_{sf}, z_{sf}) sont données par les relations suivantes :

$$\begin{cases} x_{sf} = x_{stat} \cos \phi \cos \theta + y_{stat} \sin \phi \cos \theta - z_{stat} \sin \theta \\ y_{sf} = -x_{stat} \sin \phi + y_{stat} \cos \phi \\ z_{sf} = x_{stat} \cos \phi \sin \theta + y_{stat} \sin \phi \sin \theta + z_{stat} \cos \theta \end{cases} \quad (3.16)$$

Les coordonnées de chaque station projetées sur le plan de la gerbe, nous donne accès à la distance de la station à l'axe de la gerbe : r . En ne gardant que les stations ayant une distance $r < R_{MAX}$, cela forme les limites de la surface d'échantillonnage, zone bleue de la figure 3.12.

Cette première étape donne la liste des stations à simuler. La liste des particules est alors parcourue afin de ne garder que les particules appartenant à la zone d'échantillonnage (même test que pour les stations $r_{part} < R_{MAX}$). Nous avons donc une liste de stations (HitStation) ainsi qu'une

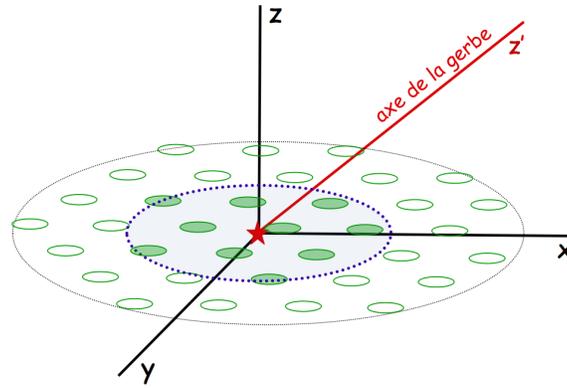


FIGURE 3.12 – Première zone d'échantillonnage (en bleue) définie par rapport à la distance des stations à l'axe de la gerbe.

liste de particules. Il s'agit maintenant de sélectionner, pour chaque cuve, la liste de particules conservées.

3.7.2 Sélection des particules

A cause de la procédure de *thinning*, nous avons besoin de "lisser" les densités de particule autour de chaque cuve sélectionnée. Ces densités dépendent principalement de la distance à l'axe de la gerbe, mais aussi de la position azimuthal autour de cet axe. De plus, la distribution angulaire ainsi que le temps d'arrivée dépendent également de la position, et il y a des corrélations entre les différentes variables décrivant le flux de particules. Ainsi, il est très difficile de paramétrer la distribution dans un espace multi-dimensionnel.

Pour s'affranchir de cette difficulté, nous utilisons une méthode d'échantillonnage locale. Pour chaque station, nous définissons une zone d'échantillonnage ayant une surface légèrement plus grande que celle de la cuve et sélectionnons toutes les particules qui appartiennent à cette surface. Puis, le poids statistique des particules est multiplié par le rapport (*surface échantillonnage*)/(*surface cuve*); leur temps d'arrivée est modifié pour tenir compte du retard par rapport au plan du front de gerbe; leur énergie reste inchangée et on applique une rotation aux directions. A l'issue de cette procédure, nous obtenons pour chaque cuve une liste de particules non pondérées. Enfin, les positions d'entrée ainsi que les directions des particules sont tirées aléatoirement et les divers processus d'interaction inhérents à leur type sont appliqués.

Nous allons voir en détails les trois étapes de cette méthode en utilisant une gerbe avec un angle zénithal θ_{sh} et un angle azimuthal ϕ_{sh} .

Zone d'échantillonnage

La définition de la zone d'échantillonnage associée à une station (de distance r_{stat} à l'axe de la gerbe) est illustrée en figure 3.13. Avec les coordonnées cylindriques (r, ϕ, Z) dans le plan de la gerbe, cette zone est définie par $|r - r_{stat}|/r_{stat} < \delta$ et $|\phi - \phi_{stat}| < \alpha$ avec $\delta = 0.15$ et $\alpha = 15^\circ$. La surface au sol est donnée par : $S_{echant} = 4 \alpha \delta r_{stat}^2 / \cos \theta_{sh}$.

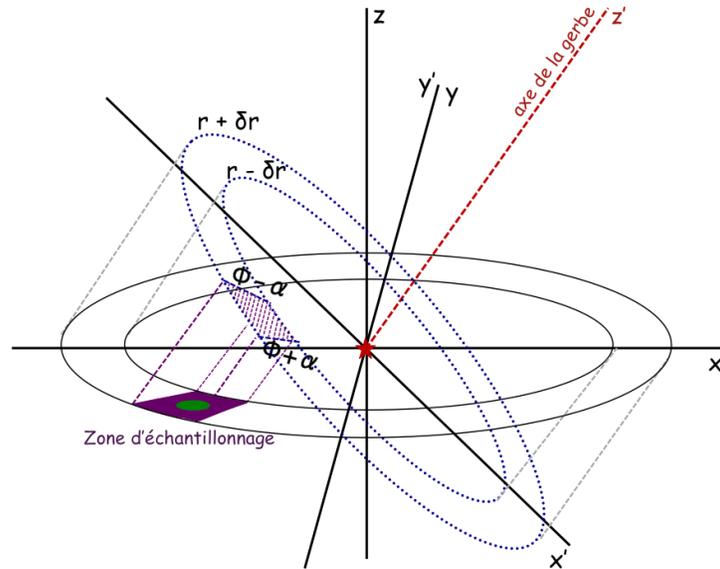


FIGURE 3.13 – Zone d'échantillonnage pour une cuve au sol.

Calcul du nombre d'entrées dans la cuve à partir du poids des particules

La liste des particules pour cette cuve étant établie, nous distinguons deux cas : la particule entre dans la cuve par le haut ou bien par une paroi latérale. Si la particule entre par la partie supérieure, le rapport est simplement $\pi \times R_{cuve}^2 / S_{echant}$ (où $R_{cuve} = 1,8$ m est le rayon de la cuve). La situation est plus compliquée lorsque la particule entre par l'un des côtés. En s'appuyant sur la figure 3.14, une particule d'une direction donnée, inclinée d'un angle θ_{part} , atteint la paroi latérale de la cuve (partie grise) si elle traverse la zone horizontale hachurée au dessus de la cuve. Cette surface est définie par $S_{det} = 2 R_{cuve} h_{cuve} / \tan \theta_{part}$ (où $h_{cuve} = 1,2$ m est la hauteur de l'eau dans la cuve) et on applique à chaque particule un rapport d'échantillonnage différent S_{det} / S_{echant} (dépend de θ_{part}).

Dans les deux cas (entrée par le haut ou un côté), on détermine un nombre d'entrée pour chaque particule. Le nombre d'entrée est généré par une loi de Poisson dont la valeur moyenne est $w_{part} S_{dessus} / S_{echant}$ avec w_{part} le poids statistique de la particule donnée par la procédure du *thinning*. Enfin, cette particule est régénérée n fois à chaque fois sa position est tirée aléatoirement.

Temps des particules

Le temps d'arrivée de la particule avec les coordonnées au sol $(x_{part}, y_{part}, 0)$ est incrémenté par $(\sin \theta_{sh} (\cos \phi_{sh} (x_{part} - x_{stat}) + \sin \phi_{sh} (y_{part} - y_{stat})) - \cos \theta_{sh} z_{stat}) / c$. Si une particule donnée est générée plusieurs fois alors le temps est réparti de manière à éviter les accumulations artificielles, qui pourraient ressembler à un signal induit par un muon.

Cette procédure peut induire des biais et des fluctuations artificielles. Si δ et α sont trop grands, les distributions en énergie, angle et temps peuvent être faussées. Pour réduire cet effet à un taux acceptable, δ doit être inférieur à $0,15^\circ$, et α à moins de 20° pour une gerbe inclinée.

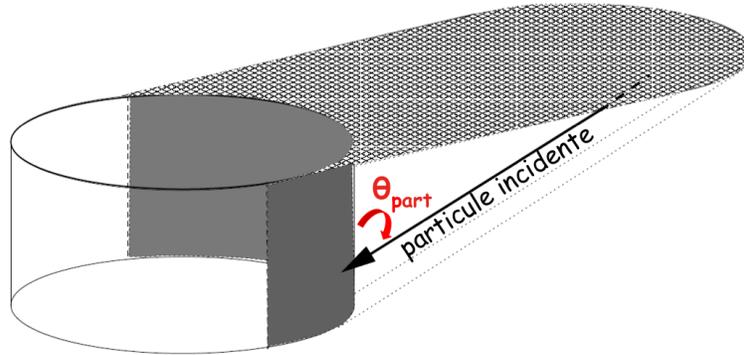


FIGURE 3.14 – Surface de détection pour une entrée latérale : quand une direction d'incidence est donnée, le nombre d'entrées par une paroi latérale (zone grise) correspond au flux de la surface hachurée.

3.7.3 Exemple d'une gerbe de proton

Le programme EasySim est maintenant présenté, prenons l'exemple d'une gerbe de proton dont la première interaction a eu lieu à 18 km d'altitude, l'énergie du proton est de 10 EeV, la gerbe est inclinée d'un angle $\theta = 18^\circ$ et $\phi = 110^\circ$. On utilise les diverses fonctions d'analyse pour représenter en figure 3.15 une simulation de l'impact de cette gerbe sur le réseau Auger. Le cœur de la gerbe est représenté par une étoile rouge, les stations par des cercles. Les différentes couleurs représentent les temps de détection des particules par les cuves, ainsi on peut voir la direction d'arrivée de la gerbe.

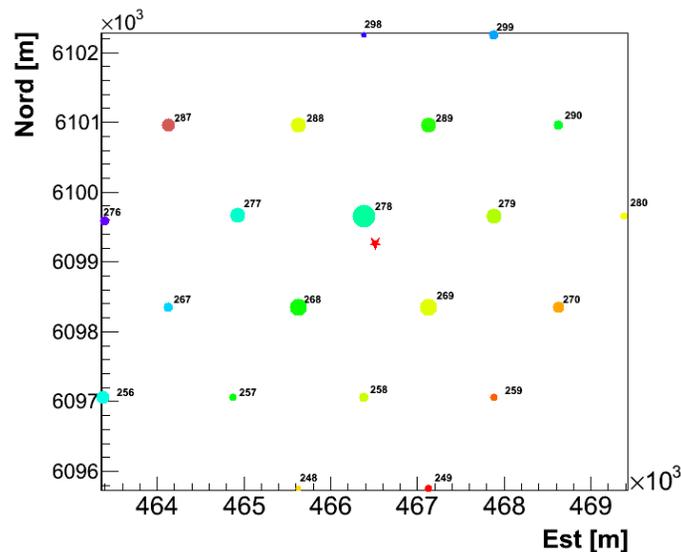


FIGURE 3.15 – Exemple de détection d'une gerbe de proton à 10 EeV, $\theta = 18^\circ$ par Auger - Simulation avec EasySim -.

Exemples de signaux détectés par les PMs

Prenons l'exemple de la station 268 située à 1263 mètres du coeur de la gerbe. Les traces, signaux en fonction du temps, des 3 PMs sont représentées en figure 3.16. A gauche, nous avons les 3 traces des PMs et à droite la somme des signaux. Tous ces signaux sont normalisés au VEM en utilisant l'étalonnage.

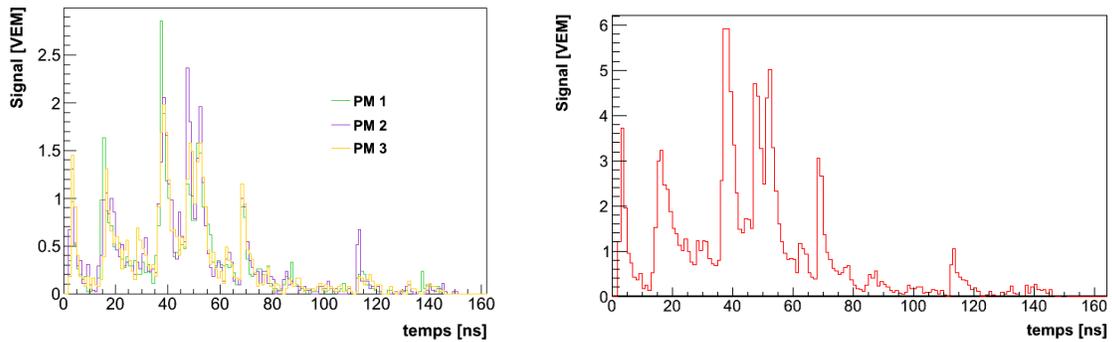


FIGURE 3.16 – Signaux en sortie de chacun des 3 PMs (à gauche) et la somme (à droite) de la station 268, située à 1263 m du coeur.

Des exemples de traces à différentes distances du coeur de la gerbe sont représentées en 3.17. Les signaux sont normalisés au VEM et il s'agit de la somme des 3 PMs.

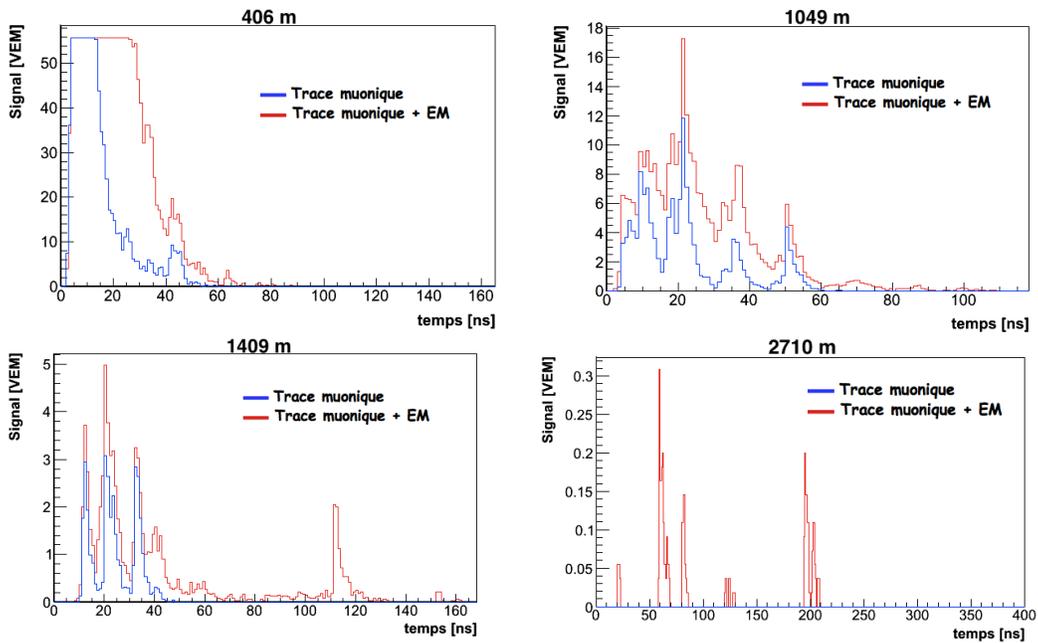


FIGURE 3.17 – Exemple de traces, signaux détectés en fonction du temps, en sortie du PM du réseau Auger.

La figure en haut à gauche met en évidence la saturation pour une cuve proche du coeur de la gerbe (406 m). En s'éloignant, la saturation disparaît et les signaux sont plus étalés. D'autre part,

on distingue parfaitement les contributions muoniques en bleu, ce qui se révélera très utile pour le comptage de muons (*cf.* chapitre 4).

Distribution du profil latéral

La distribution du nombre de muons en fonction de leur distance à l'axe de la gerbe permet de voir la répartition latérale de la gerbe (LDF) en figure 3.18.

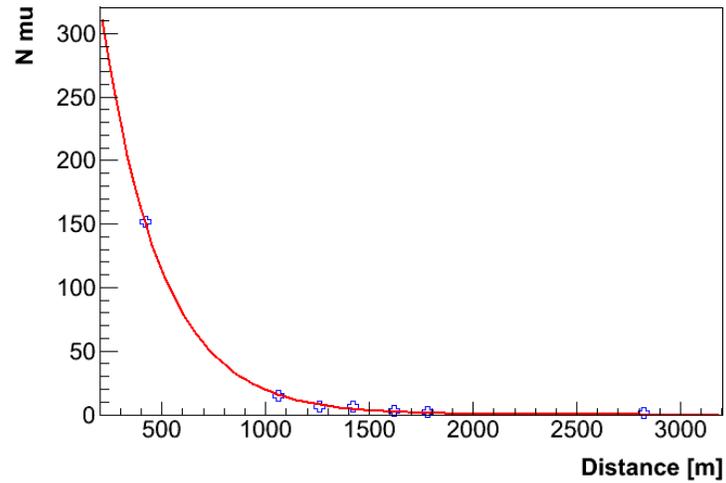


FIGURE 3.18 – Distribution du nombre de muons en fonction de la distance à l'axe de la gerbe, ajustement par une fonction exponentielle.

Chapitre 4

Étude de la composante muonique avec le détecteur de surface

Sommaire

4.1	Motivations	76
4.1.1	Méthode FD	77
4.1.2	Méthodes SD	78
4.2	Méthode d'évaluation du nombre de muons	84
4.2.1	Déconvolution des traces FADC	84
4.2.2	Première sélection : Élimination des fluctuations dans les traces	85
4.2.3	Prise en compte de l'angle d'incidence des muons	86
4.2.4	Seconde sélection : comptage de muons	89
4.3	Vérification et optimisation de l'algorithme	89
4.3.1	Comparaison des distributions des muons identifiés pour les données et les simulations	90
4.3.2	Sélection des traces	91
4.3.3	Erreur sur l'estimation du nombre de muons	91
4.3.4	Domaine d'application de la méthode	94
4.4	Analyses des données de l'Observatoire Auger	95
4.4.1	Un déficit de muons dans les simulations	95
4.4.2	Correction des simulations	95
4.4.3	Sélection des données	95
4.4.4	Résultats avec EasySim	97
4.4.5	Comparaison des programmes de simulation Auger	98
4.4.6	Stabilité de la méthode ?	99
4.4.7	Conclusion	100

L'étude de la composante muonique des gerbes est fondamentale à la fois pour la détermination de la composition du rayonnement cosmique mais également pour l'étude de la physique hadronique qui contribue au développement des gerbes atmosphériques. D'autre part, l'identification de la composition du rayonnement cosmique peut permettre de statuer sur l'interprétation de la coupure du flux autour de $10^{19,8}$ eV : modèle GZK ou épuisement des sources, mais peut aussi donner des informations sur les sources à l'origine d'un rayonnement si énergétique.

Ce chapitre est dédié à l'évaluation du nombre de muons dans les gerbes mesurées à l'observatoire Pierre Auger. Après avoir exposé le contexte ainsi que les motivations de cette étude, nous

présenterons l'algorithme dont le but est d'extraire, à partir des signaux des cuves, la composante muonique. Nous pourrions également comparer les résultats obtenus par les deux programmes de simulation. Enfin, la confrontation des prédictions des modèles hadroniques et des données de l'observatoire Pierre Auger nous renseignera sur le comportement de la composition des RCUHE aux divers angles et distances.

4.1 Motivations

L'étude de la composition des rayons cosmiques est une tâche prioritaire de la collaboration Auger pour toutes les raisons évoquées plus tôt. Si les fluctuations interdisent un examen gerbe par gerbe, l'accumulation d'événements conduit à envisager l'estimation statistique de la composition du rayonnement cosmique d'ultra-haute énergie. Les composantes d'une gerbe d'énergie 10^{19} eV, générées par un proton et un noyau de fer sont présentées en figure 4.1.

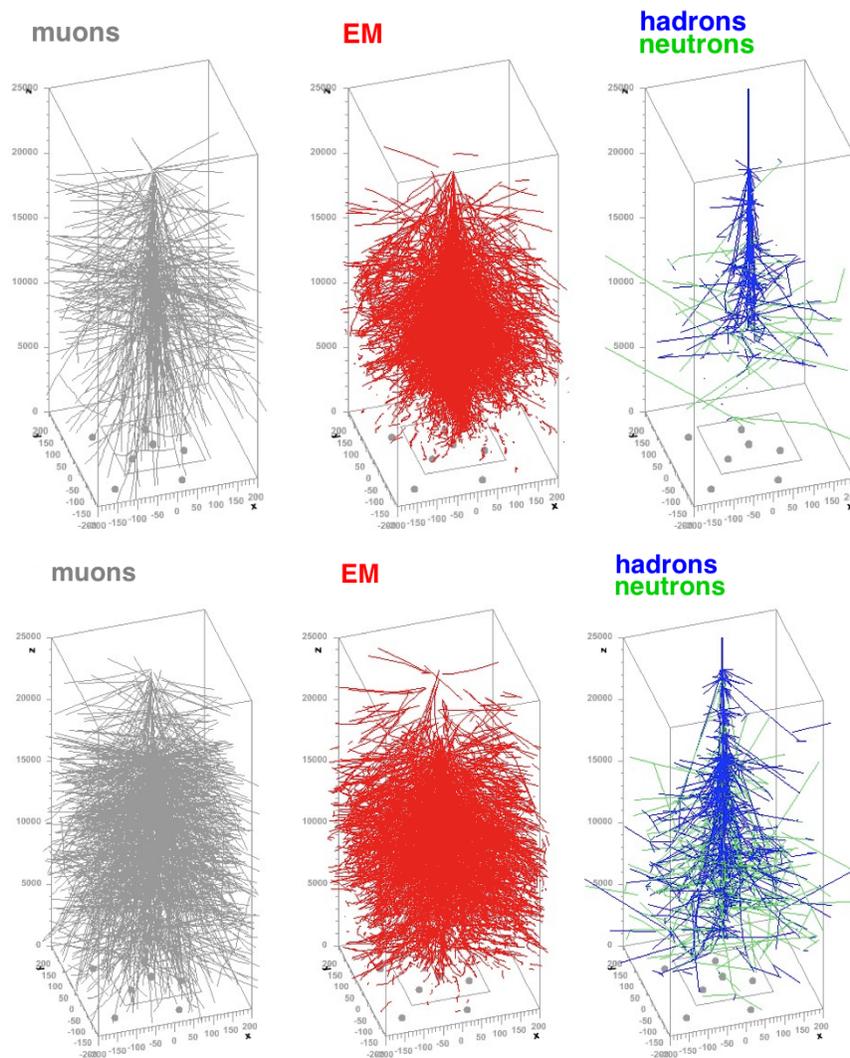


FIGURE 4.1 – Décomposition d'une gerbe, à 10^{19} eV, générée par un proton (en haut) et par un noyau de fer (en bas).

Plusieurs méthodes ont été développées pour l'étude de la composition, d'abord avec le détecteur de fluorescence puis avec le réseau de surface en étudiant la composante muonique. Afin de poser le contexte dans lequel s'inscrit la méthode développée au cours de la thèse, nous présentons les diverses méthodes existantes et dressons un bilan des points forts et limitations de chacune.

4.1.1 Méthode FD

Naturellement la première idée pour déterminer la composition des gerbes atmosphériques est l'utilisation du détecteur à fluorescence de l'observatoire. En effet, les télescopes donnent le développement longitudinal de la composante électromagnétique de la gerbe qui correspond au nombre de particules chargées émises en fonction de la densité d'atmosphère traversée (X). A titre d'exemple, une simulation du profil longitudinal de 100 gerbes, initiées par des protons et des noyaux de fer sont présentées en figure 4.2.

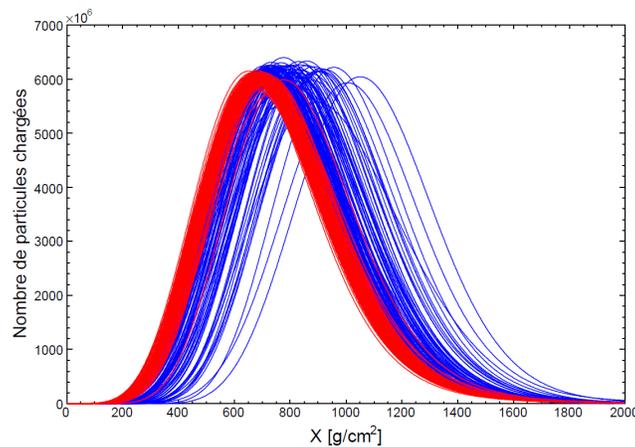


FIGURE 4.2 – Simulations du profil longitudinal de 100 gerbes atmosphériques initiées par des protons (en bleu) et des noyaux de fer (en rouge) à 10^{19} .

Ces simulations font apparaître la variable X_{max} , maximum de développement des gerbes qui, comme l'illustre la figure, dépend de la nature du primaire. Ainsi, à énergie équivalente, une gerbe générée par un noyau de fer atteindra son maximum de développement à une altitude plus haute qu'avec un proton.

L'analyse des profils longitudinaux des événements hybrides de l'observatoire Pierre Auger permet de représenter la valeur moyenne de X_{max} en fonction de l'énergie des gerbes atmosphériques. Ces résultats sont présentés en figure 4.3 et ils sont encadrés par les simulations Monte-Carlo, obtenues avec plusieurs modèles hadroniques, pour des gerbes générées par un proton ou un noyau de fer.

La distribution de $\langle X_{max} \rangle$ montre un alourdissement de la composition des rayons cosmiques à partir de $\log(E) = 18,4$ eV. L'analyse du comportement de la largeur de distribution de X_{max} , $\sigma(X_{max})$, amène à une conclusion similaire. Toutefois, il n'y a pas de consensus autour de ces résultats entre Auger et TA/HiRes. De plus, la faible statistique de ces trois expériences pour les événements de très hautes énergies n'arrange rien. Cela explique pourquoi les membres de la collaboration Auger se sont vite tournés vers des méthodes qui exploitent le réseau de surface pour augmenter la statistiques des événements au-delà de 30 EeV.

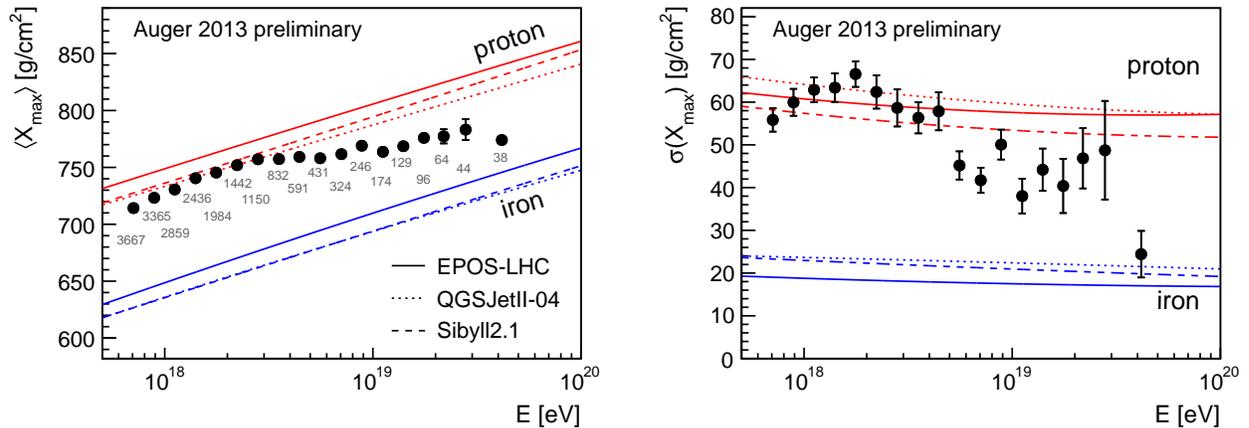


FIGURE 4.3 – A gauche : Distribution de X_{max} en fonction de l'énergie, obtenue par le FD de l'observatoire Pierre Auger. A droite : Distribution de l'écart type de la distribution du X_{max} en fonction de l'énergie. Dans les deux cas, les distributions sont encadrées par les diverses prédictions des modèles hadroniques de gerbes générées par un proton ou un noyau de fer [79].

4.1.2 Méthodes SD

Les méthodes utilisant le réseau de surface offrent beaucoup plus de statistique que celle utilisant le FD. En revanche, nous perdons l'observation du développement longitudinal de la gerbe et par la même l'accès direct au paramètre X_{max} . Il s'agit alors de trouver de nouvelles observables qui pourront discriminer les gerbes lourdes (noyau de fer) des gerbes légères (proton).

À ce jour, il existe principalement trois techniques qui utilisent le réseau de surface pour étudier la composition. Toutes ces méthodes fondent leur estimateur de composition sur l'identification de la composante muonique dans les traces FADC. En effet, nous avons vu dès le premier chapitre que le nombre de muons dépend du primaire avec une différence de 40% entre fer et proton. Au-delà de l'estimation de la composition, l'étude de la composante muonique peut aider à la compréhension du développement des gerbes ainsi qu'à la caractérisation des processus hadroniques d'ultra-haute énergie.

Avant de présenter les trois méthodes, basées sur le réseau de surface, en indiquant les points forts et les limitations de chacune, nous expliquons les difficultés liées à l'identification des muons dans les traces.

Position du problème

Le réseau de surface de l'Observatoire Pierre Auger est conçu pour détecter le flux de photons Cherenkov produits, dans l'eau des cuves, par les particules secondaires de la gerbe atmosphérique. L'information est contenue dans le signal électronique, échantillonné temporellement, issu des PMs en convertissant les photons Cherenkov générés par les particules supra-luminiques se propageant dans l'eau.

Comme nous l'avons vu précédemment, la difficulté des méthodes utilisant les traces électroniques créées en sortie des cuves est d'isoler le signal induit par les muons du signal total. En effet, les signaux des muons et des particules électromagnétiques (EM) se recouvrent, compliquant *de facto* l'identification des muons. À titre d'exemple la figure 4.4 présente la simulation d'une trace

FADC où les composantes muonique et électromagnétique sont décomposées.

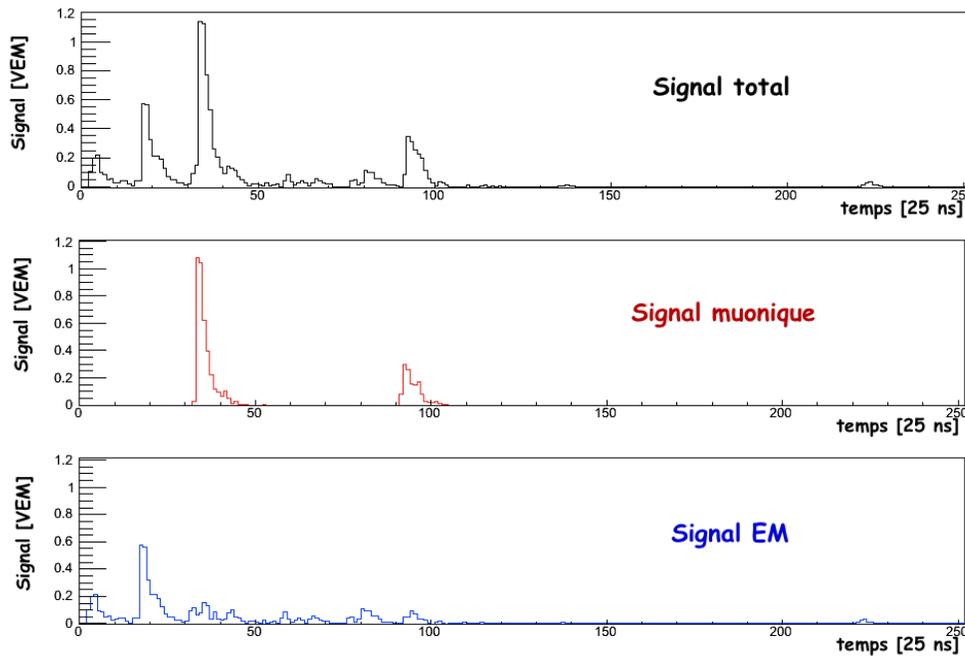


FIGURE 4.4 – Trace FADC d’une cuve située à 1300 mètres de l’axe de la gerbe pour une simulation de proton à 28° et 10^{19} eV avec EasySim. Le signal de chaque composante de la gerbe est présenté, de haut en bas : signal total, signal muonique et signal EM.

Nous pouvons constater que les composantes muoniques et EM ont des formes caractéristiques : amplitude et étalement temporel. La principale différence entre les muons et les particules EM est leur spectre d’énergie : les muons ont généralement assez d’énergie pour traverser la cuve et ainsi produire de la lumière Cherenkov tout au long de leur trajet dans l’eau, donnant un signal autour de 1 VEM (ou plus s’ils sont inclinés). Au contraire, la plupart des photons et électrons/positrons ont une énergie inférieure à quelques dizaines de MeV et déposent toute leur énergie dans l’eau, donnant un signal "calorimétrique", généralement bien inférieur à 1 VEM. D’autre part, le signal issu des muons produit des pics isolés alors que la composante EM est plus étalée constituant une sorte de "fond" diffus de particules [80]. Cependant les muons sont beaucoup moins abondants, c’est pourquoi leur contribution est recouverte par celle des particules EM.

Il est important de préciser que la forme temporelle du signal Cherenkov délivrée par une particule est toujours la même, et ce indépendamment de sa nature. Ainsi, l’émission lumineuse créée par le passage d’une particule dans l’eau, ne signe pas la nature de la particule l’ayant émise. Les photons Cherenkov sont absorbés par l’eau ou diffusés par le tyvek pour finalement être convertis en photo-électrons par les PMs. Par conséquent, le signal final délivré par les *Flash* ADC intègre l’ensemble de ces effets. Un muon de 1 GeV produit, par définition, un signal d’amplitude 1 VEM qui "s’estompe" exponentiellement sur une échelle temporelle de l’ordre de 65 nanosecondes, caractéristique de la longueur d’absorption de l’eau (cf. figure 4.5). Ce profil, caractéristique de la cuve, tient compte des disparités entre cuves (réflectivité du tyvek, qualité de l’eau).

Alors que la décroissance temporelle du signal est une propriété propre à la cuve, l’amplitude du signal dépend de la quantité de matière traversée, c’est-à-dire de la longueur parcourue par les particules dans l’eau. Ainsi, alors qu’un muon vertical produira un signal d’un 1 VEM, un angle

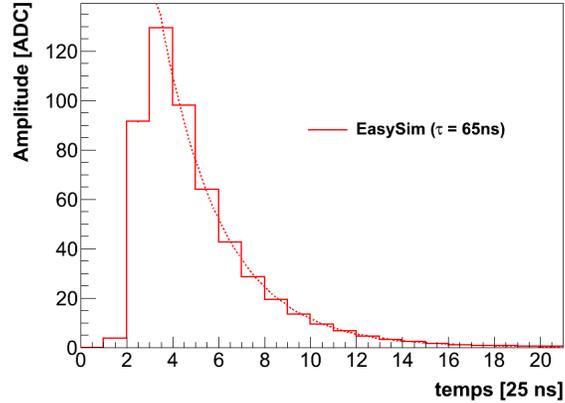


FIGURE 4.5 – Profil temporel moyen d'un muon vertical simulé avec EasySim (cf. chapitre 3).

d'incidence θ augmentera d'un facteur $1/\cos\theta$ l'amplitude du signal. Par la suite, nous verrons comment notre méthode utilise cette propriété pour identifier le signal muonique de la gerbe.

Méthode 1 : Du comptage de muons aux variables multiples

Historiquement, la première méthode à utiliser le réseau de surface est développée dès 1995 par J. W. Cronin [81]. A ces travaux, se succèdent plusieurs approches, toutes basées sur des simulations Monte-Carlo, notamment celle de P. Billoir qui se base sur la déconvolution des traces FADC pour identifier les muons [82]. Au fil du temps, l'idée est reprise par exemple avec la méthode des sauts [83].

La méthode des sauts s'appuie sur la structure temporelle du signal électronique afin d'extraire, trace par trace, le nombre de muons pour une cuve donnée. En effet, le signal émis par un muon est caractéristique et se distingue par ses variations brusques, ou "saut", contrairement aux particules électromagnétiques. La distribution du nombre de sauts permet de remonter au nombre de muons.

Finalement, la méthode à variables multiples développée par B. Kégl est une modernisation de la méthode des sauts. Elle combine les différentes caractéristiques des signaux FADC pour mesurer la fraction muonique. Concrètement, la fraction muonique est estimée par la paramétrisation de la relation suivante :

$$f_{\mu} = a + b\theta + f_{0,5}^2 + d\theta P_0 + e r \quad (4.1)$$

avec θ l'angle zénithal reconstruit par la gerbe et r la distance de la station à l'axe de la gerbe reconstruit. P_0 est sensible aux fluctuations ainsi qu'aux petits signaux et $f_{0,5}$ qui représente la proportion du signal FADC supérieur à 0,5 VEM [84]. Ce dernier paramètre implique une dépendance avec la forme du signal.

La méthode s'applique aux données pour des énergies $E = [10^{18,98}, 10^{19,02}]$ eV, un angle zénithal $\theta < 60^\circ$ et ne sélectionne que les stations situées à une distance de l'axe de la gerbe entre 950 et 1050 m. Ainsi, les différentes variables utilisées pour le calcul de f_{μ} sont ajustées pour les signaux issus de cuves à 1000 m de l'axe de la gerbe. La comparaison simulation/donnée des fractions muoniques est présentée en figure 4.6.

A partir de la fraction muonique, un nouvel estimateur de la composition, $S_{19}(1000)$ est créé. Cet estimateur est déterminé en combinant la fraction muonique avec le signal total mesuré à 1000 m permettant d'évaluer la part attribuée à la composante muonique de la gerbe. Le $S_{19}(1000)$

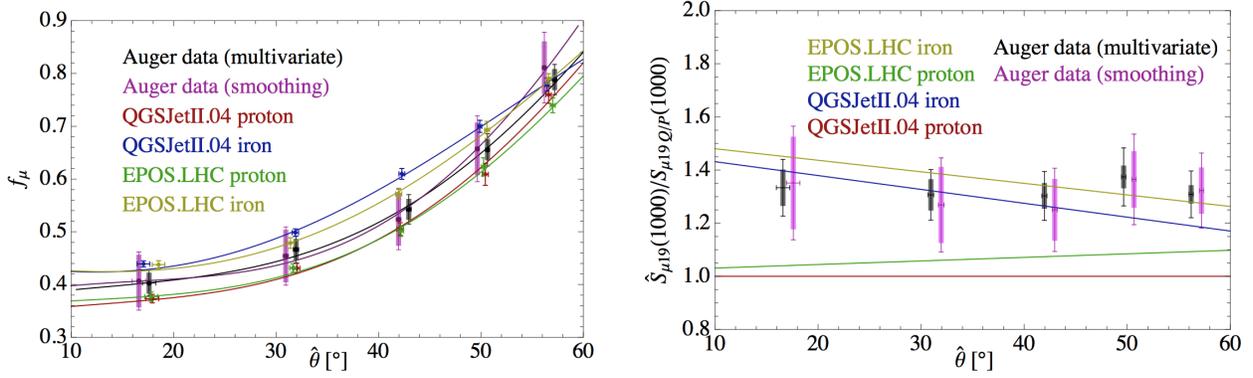


FIGURE 4.6 – Fraction muonique pour des primaires d’énergie $E=10^{19}$ eV dans une station SD à 1000 m du coeur de l’axe de la gerbe (à gauche) et moyenne du signal en muon à 1000 m (à droite) en fonction de l’angle zénithal reconstruit θ . Figures extraites de la référence [84].

est normalisé par celui de protons avec le modèle QSGJETII-04 puis comparé aux données ainsi qu’aux différents modèles hadroniques (cf. figure 4.6 à droite).

Le comportement des données semble proche de la distribution des simulations de protons avec QSGJETII-04. En revanche, la magnitude correspond davantage aux gerbes initiées par des noyaux de fer. Toutefois, les observations du maximum de développement de la gerbe X_{max} à 10^{19} eV ne semblent pas en faveur d’une composition dominée par le fer. Ces conclusions mettent en doute la reproduction du signal muonique dans la simulation des gerbes.

Le point négatif de cette méthode est clairement l’intervalle de distance pris en compte. L’étude est réalisée, spécifiquement, sur les cuves situées entre 950 m et 1050 m de l’axe de la gerbe. Plusieurs questions se posent : Comment la fraction muonique se comporte-t-elle aux autres distances ? Les résultats obtenus ne sont-ils pas un cas particulier dû aux réglages de la méthode sur les signaux à 1000 m ? On notera également qu’une étude récente a montré une dépendance de la fraction muonique, mesurée par cette méthode, aux variations du rapport VEM charge sur VEM pic (*Area over Peak*).

Méthode 2 : *Smoothing*

Avec la *smoothing*, le problème est pris à l’envers : il s’agit de reproduire la composante électromagnétique des traces FADC. Pour cela, un filtre passe-bas est appliqué sur le signal de manière à séparer les basses fréquences de la composante EM des hautes fréquences assignées aux muons [84]. Cette opération est réitérée à plusieurs reprises jusqu’à reproduire la composante électromagnétique.

La largeur de la fenêtre en temps utilisée lors du filtrage du signal est un paramètre qui dépend de l’angle zénithal et qui a un réel impact sur la réussite du *smoothing*. Si la largeur est trop grande ou trop petite, cela entraîne une sur ou sous-estimation la composante EM. Quelques exemples de traces, où les paramètres du *smoothing* ont mal été choisis, sont donnés en figure 4.7 [85].

Une fois la composante EM reproduite, une simple soustraction avec le signal total permet de déduire la composante muonique. Le comportement de la fraction muonique en fonction de l’angle zénithal de la gerbe est comparé aux données et à la méthode des variables multiples. Les résultats sont présentés en figure 4.6. On constate un bon accord entre les deux techniques impliquant *de facto* les mêmes conclusions.

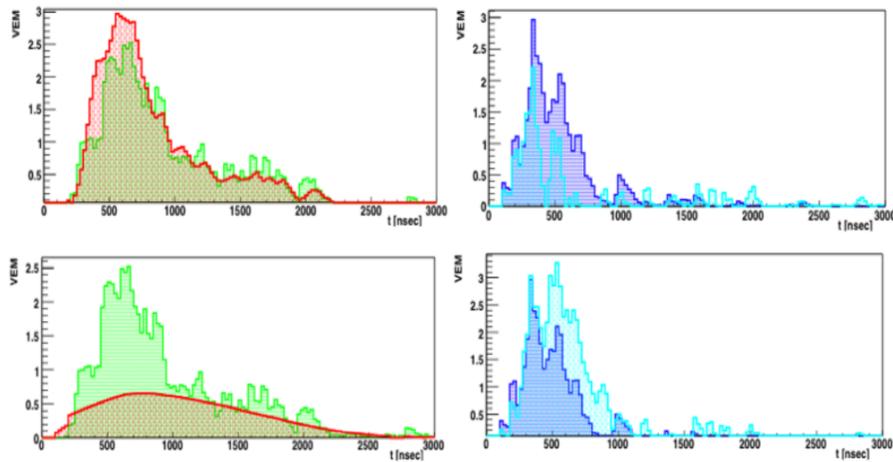


FIGURE 4.7 – Exemples de *smoothing* des traces FADC montrant l’importance de bien choisir le pas du *smoothing* [85].

Tout comme la méthode précédente, le *smoothing* se borne à étudier les signaux issus de cuves situées à 1000 m de l’axe de la gerbe. D’autre part, le choix arbitraire de la largeur de la fenêtre, tout comme le nombre d’itérations, peuvent altérer l’identification de la composante EM et ainsi fausser l’évaluation de la fraction muonique.

Méthode 3 : Muon Production Depth (MPD)

Contrairement aux deux méthodes précédentes, la MPD ne cherche pas à séparer les composantes EM ou muonique, mais se rapproche plus de la démarche du FD [86]. Il s’agit d’étudier le développement longitudinal de la composante muonique des gerbes en utilisant le réseau de surface de l’observatoire Auger. Le réseau SD donne indirectement cette information à travers les temps des muons qui atteignent le sol. Les temps d’arrivée des muons permettent de reconstruire géométriquement leur altitude de production le long de l’axe de la gerbe (*cf.* figure 4.8). Il est donc possible de reconstruire la distribution de l’altitude de production des muons (*Muon Production Depth* : MPD) en tenant compte des retards géométrique, cinématique et des collisions.

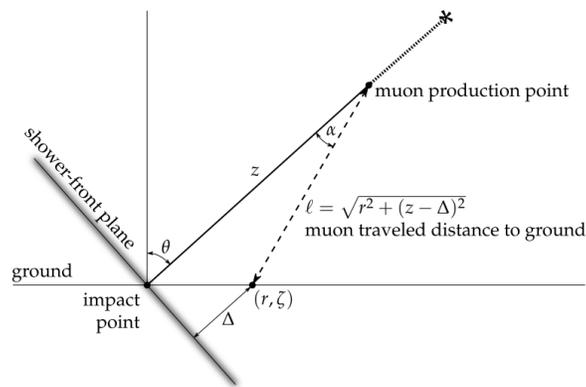


FIGURE 4.8 – Géométrie utilisée pour obtenir la distance parcourue par le muon et le retard.

Comme les muons viennent de la décroissance des pions et kaons, la distribution de la MPD contient des informations sur l'évolution de la cascade hadronique. Sachant que différents primaires auront des propriétés hadroniques distinctes, qui traduisent des variations de leur profil longitudinal, cela implique une dépendance de la MPD en fonction de la masse du primaire.

Les signaux enregistrés par les cuves du réseau SD d'Auger contiennent un mélange des compositions électromagnétique et muonique. La reconstruction de la distribution MPD pour un événement donné requiert une sélection du signal induit par les muons. La composante électromagnétique (EM) doit être éliminée. Pour cela, un moyen est de n'utiliser que les gerbes inclinées (avec un angle zénithal supérieur à 60°) et les stations assez loin de l'axe de la gerbe (distance supérieure à 1700 mètres) ainsi l'atmosphère aura absorbé une grande partie des particules EM. On donne des exemples de traces FADC avec leur conversion en MPD en figure 4.9.

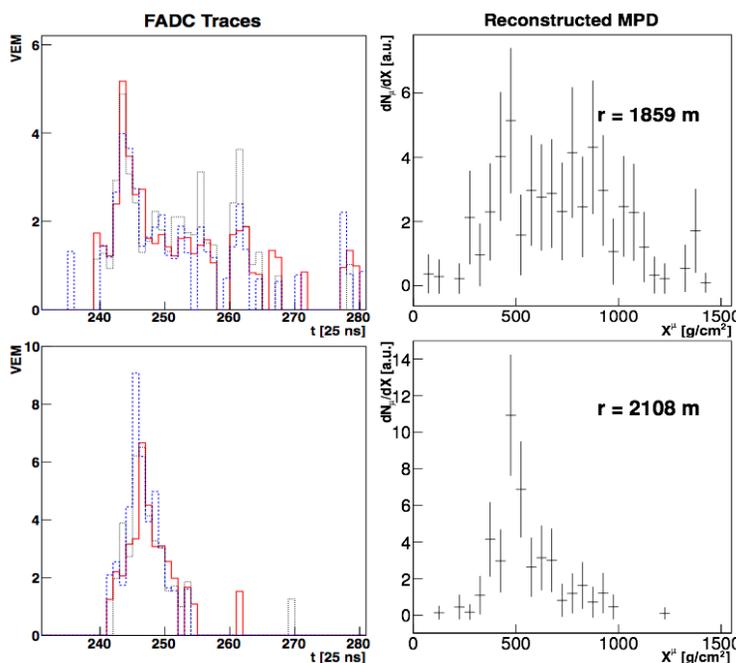


FIGURE 4.9 – Exemples de traces FADC avec leur conversion en MPD.

Les distributions de la MPD permettent d'accéder à un nouvel estimateur de composition : X_{max}^μ l'altitude du développement maximum des muons. Les résultats sont présentés en figure 4.10.

Les résultats obtenus par cette méthode semblent en bonne adéquation avec ceux du FD, confirmant un alourdissement de la composition avec l'énergie. Toutefois cette méthode présente des limitations tant sur la distance des stations prises en compte ($r > 1800$ m) que sur l'inclinaison des gerbes ($\theta = [55,65]^\circ$), ce qui limite la statistique. Des études tentent d'élargir les domaines d'application de la MPD à plus petit angle.

Conclusion

Actuellement, il existe deux types de méthodes. Il y a celles qui étudient le développement longitudinal, de la composante EM (FD) ou de la composante muonique (MPD), des gerbes atmosphériques. Le second groupe cherche à extraire soit la composante électromagnétique (*smoothing*) soit la composante muonique (variables multiples) à partir des traces FADC.

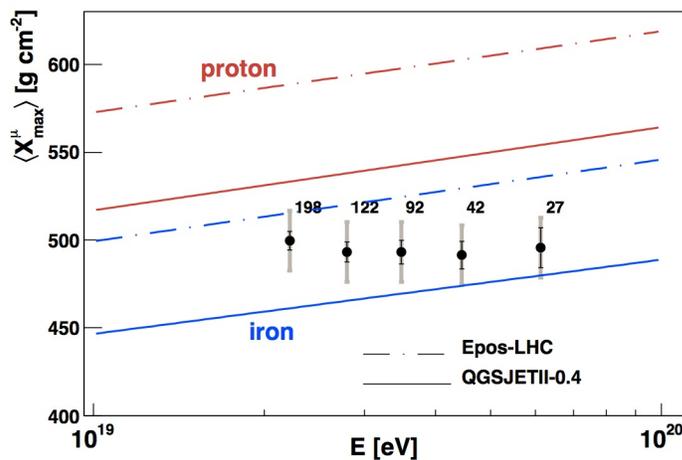


FIGURE 4.10 – X_{max}^{μ} en fonction de l'énergie. Les prédictions des différents modèles hadroniques pour des gerbes générées par un proton ou un noyau de fer sont également présentées.

Toutes ces méthodes sont limitées :

- **FD** : la statistique nous fait défaut,
- **MPD** : ne s'applique qu'aux signaux situés à plus de 1800 m de l'axe de la gerbe et pour des événements dont l'angle zénithal est compris entre 55° et 65° ,
- **Variable multiple** : réglée pour des signaux à 1000 m de l'axe de la gerbe, dépendant de la forme des signaux (AoP),
- **smoothing** : choix arbitraire sur l'arrêt des itérations pour reproduire le signal EM et étude limitée aux signaux situés à 1000 m de l'axe de la gerbe.

La méthode dont fait l'objet ce chapitre cherche à étendre son domaine d'application notamment la gamme en distance et en angle.

4.2 Méthode d'évaluation du nombre de muons

Cette partie est consacrée à la méthode développée pour évaluer la composante muonique dans les traces FADC. Dans un premier temps, nous détaillons l'algorithme mis en place. Cet algorithme se veut être un nouvel estimateur de composition des gerbes basé sur le comptage de muons dans les traces et permettant la discrimination entre les gerbes lourdes et légères. Puis des tests sont effectués pour optimiser les intervalles où la discrimination est possible (énergie, angle, distance). Une seconde phase compare les résultats obtenus par la méthode entre simulations et données de l'observatoire Pierre Auger.

4.2.1 Déconvolution des traces FADC

L'idée de base pour pallier la difficulté d'identification de la composante muonique est d'appliquer un filtre linéaire sur les traces après soustraction du piédestal. Ce filtre, développé par P. Billoir [82], agit comme l'inverse de la réponse du détecteur. Dans notre cas, la réponse d'une particule est décrite comme une rapide montée, de 1 à 2 ns, suivie par une queue exponentielle dont la constante en temps τ est prise à 66 ns pour les simulations, alors que dans les données nous pre-

nous la valeur intrinsèque à chaque cuve pour s'affranchir de tout biais. La forme caractéristique du signal permet de définir un filtre assez simple comme :

$$A'_k = \frac{A_k - e^{-\frac{\delta}{\tau}} A_{k-1}}{1 - e^{-\frac{\delta}{\tau}}} \quad (4.2)$$

où $\delta = 25$ ns est l'échantillonnage temporel des traces FADC et A_k l'amplitude associée au *bin* en temps k avec $k \in [0, 767]$. Cette expression préserve l'intégrale du signal et elle est appliquée sur la somme des 3 PMs [80].

Le filtre permet de ramener le signal d'un muon, rapide montée puis décroissance exponentielle, à un pic. Toutefois, le signal du muon peut être réparti sur deux *bins* en temps, ce qui aura une importance lorsque l'on essaiera de sélectionner les muons en tenant compte de l'amplitude du signal.

La déconvolution des traces donne de très bons résultats si les pics ne se recouvrent pas, c'est-à-dire si le rapport répartition temporelle sur signal intégré est assez grand. Cette condition exclut les cuves trop près du coeur, c'est pourquoi nous ne considérons que les stations ayant une distance supérieure à 300 m du coeur de la gerbe.

Un exemple de trace simulée, dans laquelle la composante muonique a été séparée, est représentée en figure 4.11 avant et après déconvolution.

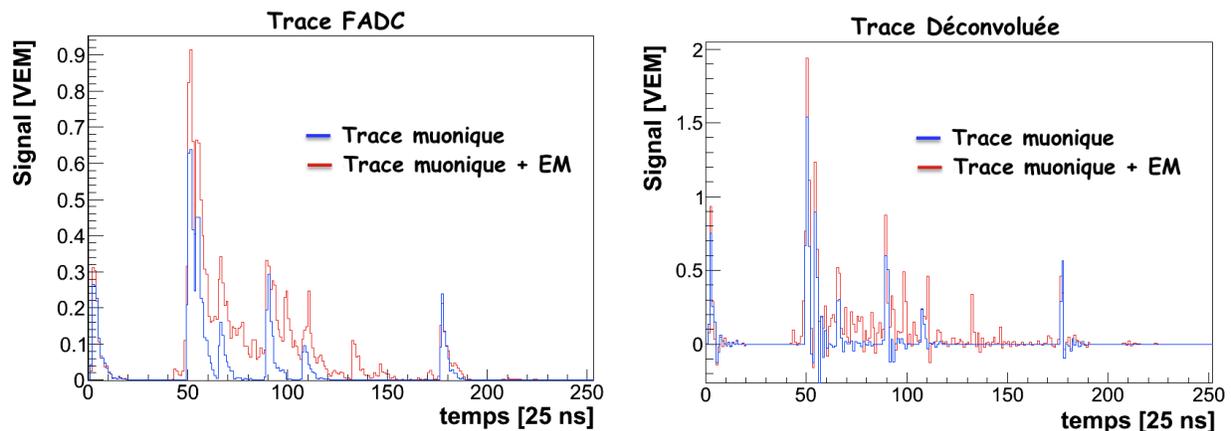


FIGURE 4.11 – Exemple de trace FADC avant (à gauche) et après déconvolution (à droite).

4.2.2 Première sélection : Élimination des fluctuations dans les traces

La déconvolution permet donc de ramener le signal d'un muon à un pic, réparti sur un ou deux *bins* en temps. Les signaux des muons ont généralement une amplitude plus élevée que ceux des particules EM, tout simplement à cause de leur spectre d'énergie respectif. Pour pouvoir identifier les muons, nous faisons donc une sélection en amplitude des pics. Une première sélection est réalisée afin d'éliminer tous les petits signaux mais également les fluctuations parasites ajoutées lors de la déconvolution. Pour cela, on ne conserve que les maxima locaux ayant une amplitude supérieure à 0,2 VEM. Cette étape est schématisée en figure 4.12.

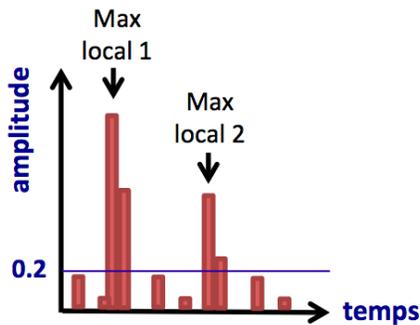


FIGURE 4.12 – Première sélection en amplitude pour identifier les muons dans une trace FADC.

4.2.3 Prise en compte de l'angle d'incidence des muons

Le signal d'un muon dépend de la configuration géométrique. Si son incidence est quasi-verticale, le signal vaut en moyenne 1 VEM avec une dispersion suivant le point d'entrée dans la cuve. Une gerbe verticale est donc supposée donner des pics ayant une amplitude autour de 1 VEM. Pour les gerbes inclinées, la situation est plus compliquée : les muons suivent globalement la direction de l'axe de la gerbe mais peuvent s'en écarter plus ou moins. Cette divergence augmente avec la distance à l'axe de la gerbe [82, 86]. Pour illustrer ce point, nous distinguons les cuves situées en amont de l'axe de la gerbe, de celles en aval (cf. figure 4.13).

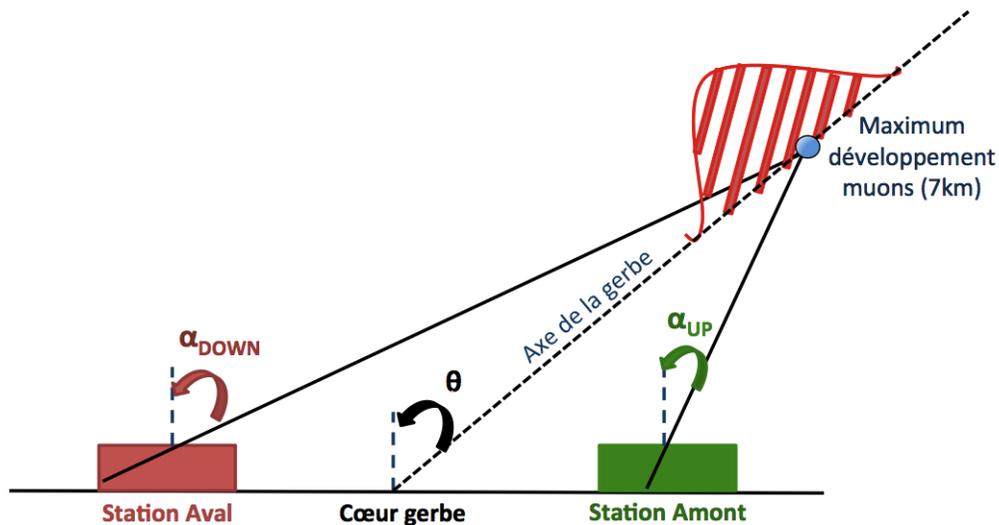


FIGURE 4.13 – Schéma de la divergence des muons : les muons sont supposés venir d'une origine commune, donc leur angle d'incidence α sur une cuve dépend de sa position par rapport au cœur de la gerbe.

Ces deux configurations permettent de représenter les distributions des pics ayant passé la première sélection (amplitude $> 0,2$ VEM). Les muons devraient arriver avec un angle d'inclinaison plus grand pour les cuves situées en aval du cœur de la gerbe. On s'attend donc à voir des pics de plus grandes amplitudes, ainsi qu'une distribution plus dispersée en raison des nombreuses possibilités du point d'entrée dans la cuve.

La figure 4.14 représente la distribution des amplitudes des pics pour plusieurs intervalles séparés en $\cos\theta$ avec θ l'angle zénithal. Nous utilisons tous les événements, bien reconstruits, extraits des données de l'observatoire Pierre Auger de janvier 2004 à décembre 2013. La reconstruction sur l'angle zénithal est donnée avec une précision de 1° à 2° , ce qui est suffisant pour notre étude.

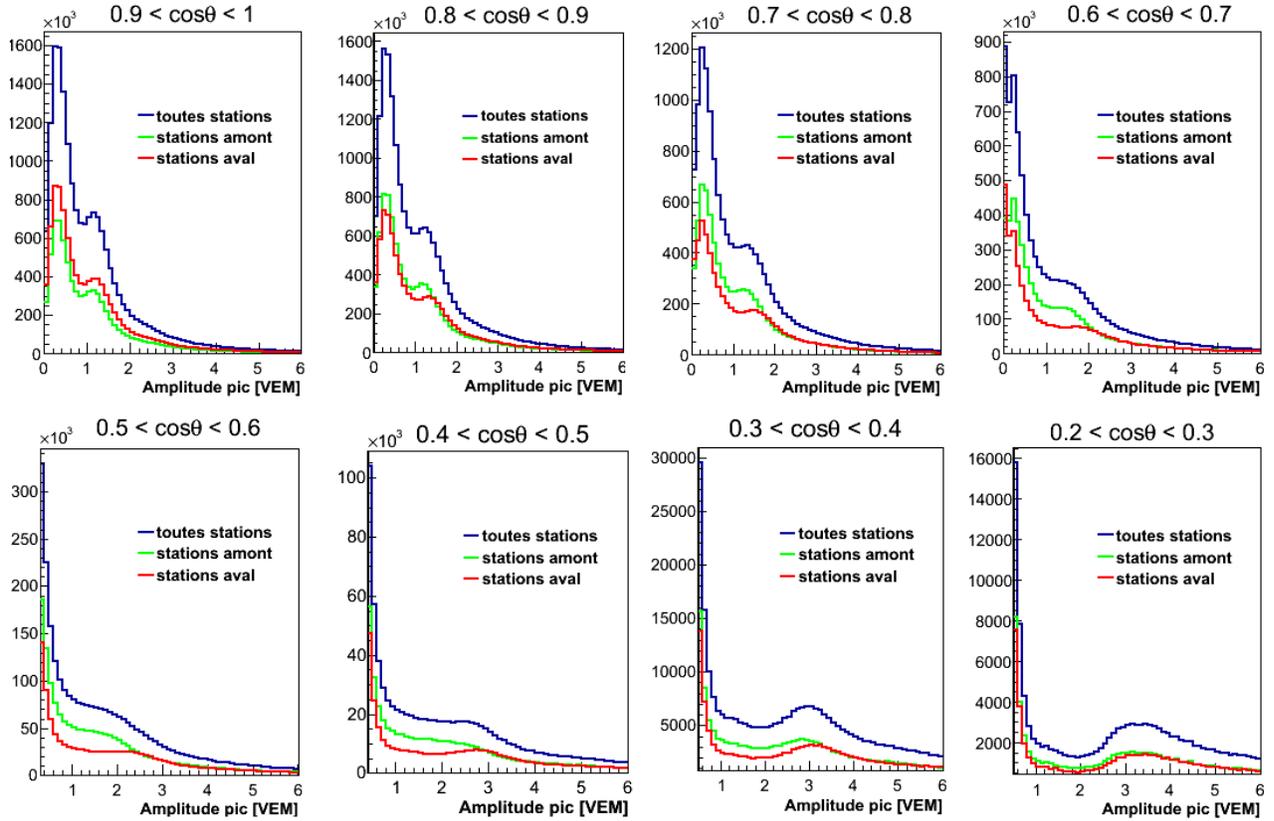


FIGURE 4.14 – Spectre de l'amplitude des pics dans les traces FADC, pour différents intervalles d'angle zénithal. La contribution des stations en amont est en vert, celle en aval est en rouge.

Ces distributions montrent un excès de pics avec une amplitude inférieure à 0,5 VEM, il s'agit de la composante électromagnétique. On constate également une "bosse" qui présente toutes les caractéristiques de la composante muonique. En effet, cette "bosse" se situe autour de 1 VEM pour les gerbes verticales, sa position ainsi que sa largeur augmentent avec l'angle zénithal. D'autre part, il n'y a pas de différence entre les distributions des cuves amont/aval pour les gerbes quasi-verticales mais une asymétrie apparaît pour les angles intermédiaires qui affecte à la fois les composantes EM et muonique.

En première approximation, nous pouvons supposer que les muons sont issus d'une source commune, maximum de développement des muons, située à une altitude précise et qu'ils se propagent jusqu'aux stations, expliquant la divergence observée. En supposant que cette source se situe sur l'axe de la gerbe à 7 km d'altitude¹, nous pouvons calculer pour chaque station l'angle de divergence α des muons.

1. L'altitude de 7 km est une valeur moyenne déterminée par diverses simulations [80]. Ces mêmes simulations ont été réalisées avec des altitudes de 6 et 8 km sans montrer de différences significatives.

Enfin, nous représentons les distributions des amplitudes en intervalle de $\cos \alpha$ au lieu de $\cos \theta$. Les résultats sont présentés en figure 4.15.

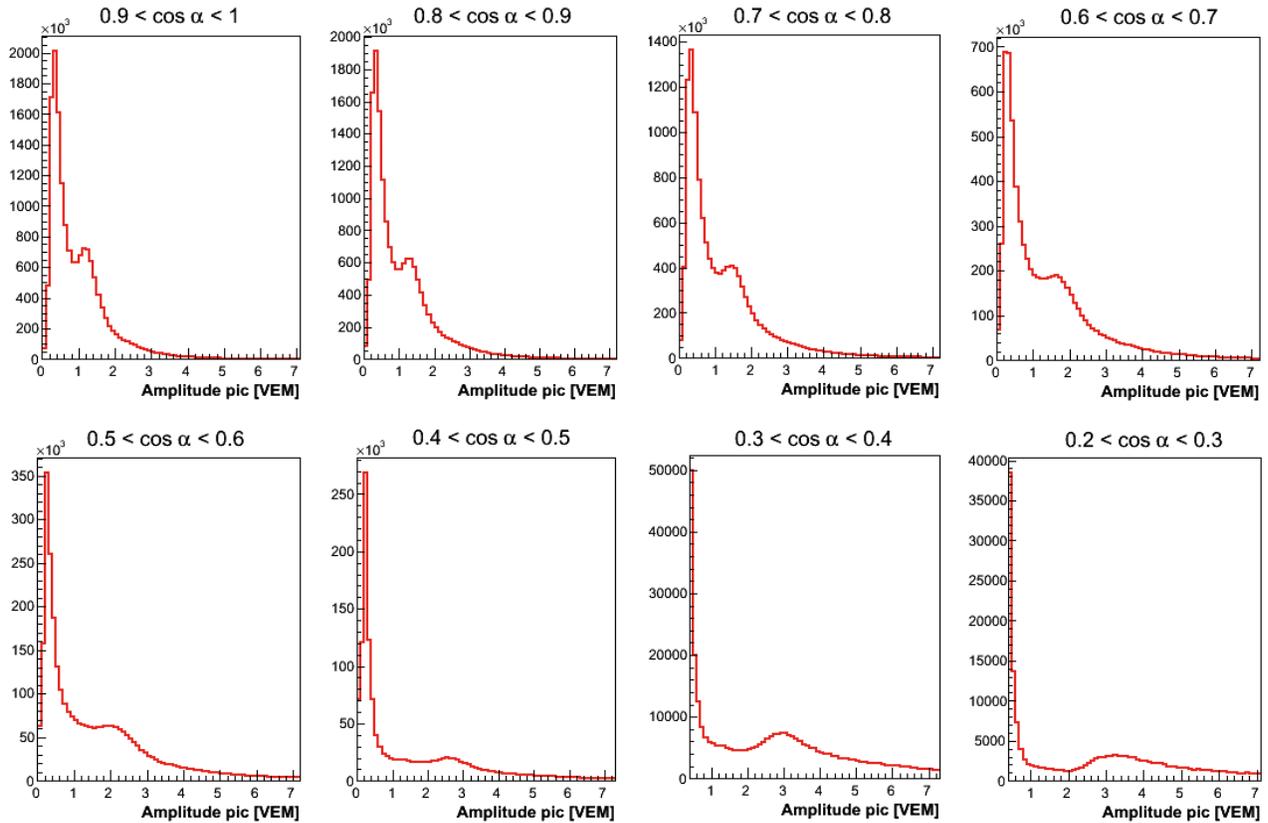


FIGURE 4.15 – Spectre de l’amplitude des pics dans les traces FADC, pour différents intervalles d’angle incidence des muons.

Dans ces distributions en $\cos \alpha$, la structure de la "bosse" apparaît plus clairement. De la même manière sa position se déplace avec l’angle d’incidence des muons. En effet, comme nous l’avons vu l’amplitude du signal dépend du trajet parcouru dans la cuve et donc de l’angle d’incidence. Nous attendons donc une amplitude moyenne de $1/\cos \alpha$ VEM. La tableau 4.1 compare les valeurs attendues avec celles mesurées pour les différents intervalles en $\cos \alpha$.

θ [°]	[0,25]	[25,36]	[36,45]	[45,53]	[53,60]
Attendu [VEM]	[1, 1,1]	[1,1, 1,23]	[1,23, 1,41]	[1,41, 1,66]	[1,66, 2]
Simulation [VEM]	1,02	1,14	1,24	1,47	1,66

TABLE 4.1 – Position de la composante muonique sur la distribution en $\cos \alpha$.

Les valeurs mesurées de l’amplitude moyenne semblent en bon accord avec les valeurs attendues. Ainsi, dans les analyses qui suivent, nous tiendrons compte de cet angle d’incidence pour évaluer le signal attendu par un muon dans une cuve et le comptage du nombre de muons sera plus précis.

4.2.4 Seconde sélection : comptage de muons

Les signaux de la composante muonique dépendent donc de l'angle d'incidence α des muons dans la cuve et nous venons de voir que la distribution de leur amplitude est concentrée sous forme d'une "bosse" dont les valeurs sont bien supérieures à celles des particules EM. Ainsi, la nouveauté de cette méthode pour identifier et compter les muons est d'utiliser cet angle α plutôt que l'angle zénithal pour plus de précision. Nous fixons une amplitude minimale dépendante de α à partir de laquelle le pic peut être considéré comme un muon.

L'amplitude minimale a été déterminée par la position de la "bosse" à différents angles en figure 4.15 comme :

$$A_{min} = 0,7 + 0,3(\sec \alpha - 1) \quad (4.3)$$

Après déconvolution des traces, le signal d'un muon peut être réparti sur plusieurs *bins*, nous comparons donc l'amplitude du maximum local sommée avec celle du *bin* voisin ayant la plus grande amplitude à A_{min} . Si la somme est supérieure à A_{min} , alors on compte un muon. Il peut y avoir plusieurs muons dans un même *bin*, c'est pourquoi nous pouvons compter plusieurs muons suivant l'amplitude du signal.

Un exemple de trace à laquelle nous appliquons la deuxième sélection en amplitude est présentée en figure 4.16. Cette trace est issue d'une cuve où l'angle d'arrivée des muons a été évalué proche de 0° , ainsi le seuil de l'amplitude minimale est fixé à $A_{min} = 0,7$ VEM. Cet exemple illustre parfaitement les 4 cas que nous pouvons rencontrer :

- **Cas 1** : L'amplitude du maximum local $A_{max\ local}$ est supérieure au seuil, on compte alors un muon.
- **Cas 2** : $A_{max\ local}$ est supérieure au seuil et la somme des amplitudes des 2 *bins* est le double de A_{min} , on compte deux muons.
- **Cas 3** : $A_{max\ local}$ ne passe pas le seuil mais la somme avec le *bin* voisin est supérieure, on compte un muon.
- **Cas 4** : $A_{max\ local}$ ne passe pas le seuil, la somme avec le *bin* voisin est également inférieure, on ne compte pas de muon.

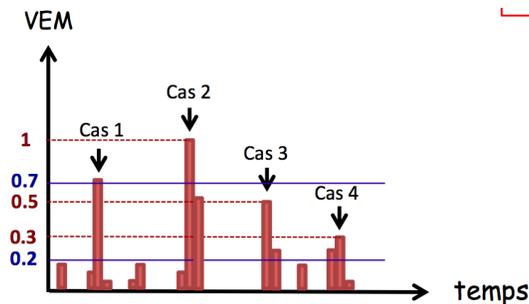


FIGURE 4.16 – Deuxième sélection en amplitude pour compter les muons dans une trace FADC. Le signal est issu d'une cuve dont l'angle d'arrivée des muons est 0° , le seuil est donc fixé à $0,7$ VEM.

4.3 Vérification et optimisation de l'algorithme

Dans cette partie, nous effectuons diverses vérifications de l'algorithme et regardons les intervalles de distance et angle auxquels la méthode d'identification de la composante muonique est

optimale. Le programme de simulation EasySim offre la possibilité de séparer les signaux de la composante muonique, ainsi nous pouvons évaluer les erreurs commises lors de la reconstruction du nombre de muons. Enfin, nous identifions les positions où la discrimination proton/fer est possible.

4.3.1 Comparaison des distributions des muons identifiés pour les données et les simulations

Dans un premier temps, nous comparons les spectres d'amplitude des pics entre données et simulations en fonction de l'angle de divergence des muons. Cette étape permet de vérifier la cohérence des simulations. Les gerbes ont été simulées par Corsika, modèle QSGJET2, entre 8 et 12 EeV pour des angles allant de 0° à 60° . Les fichiers CORSIKA ont été pris sur la base de données d'Auger [87]. Nous avons pris 100 gerbes pour chaque intervalle en $\cos\theta$ et chaque gerbe est simulée à 30 reprises par EasySim avec une position différente du coeur de la gerbe sur le réseau. Concernant les données, une sélection en énergie des données autour de 10^{19} eV ne conviendra pas car si l'on reconstruit l'énergie des simulations à 8 et 12 EeV avec la méthode utilisée dans les données, la distribution de l'énergie reconstruite est comprise entre 4 et 6 EeV.

Ainsi pour comparer simulations et données dans les meilleures conditions, la sélection en énergie des événements est faite à S_{38} équivalent. La comparaison est présentée en figure 4.17.

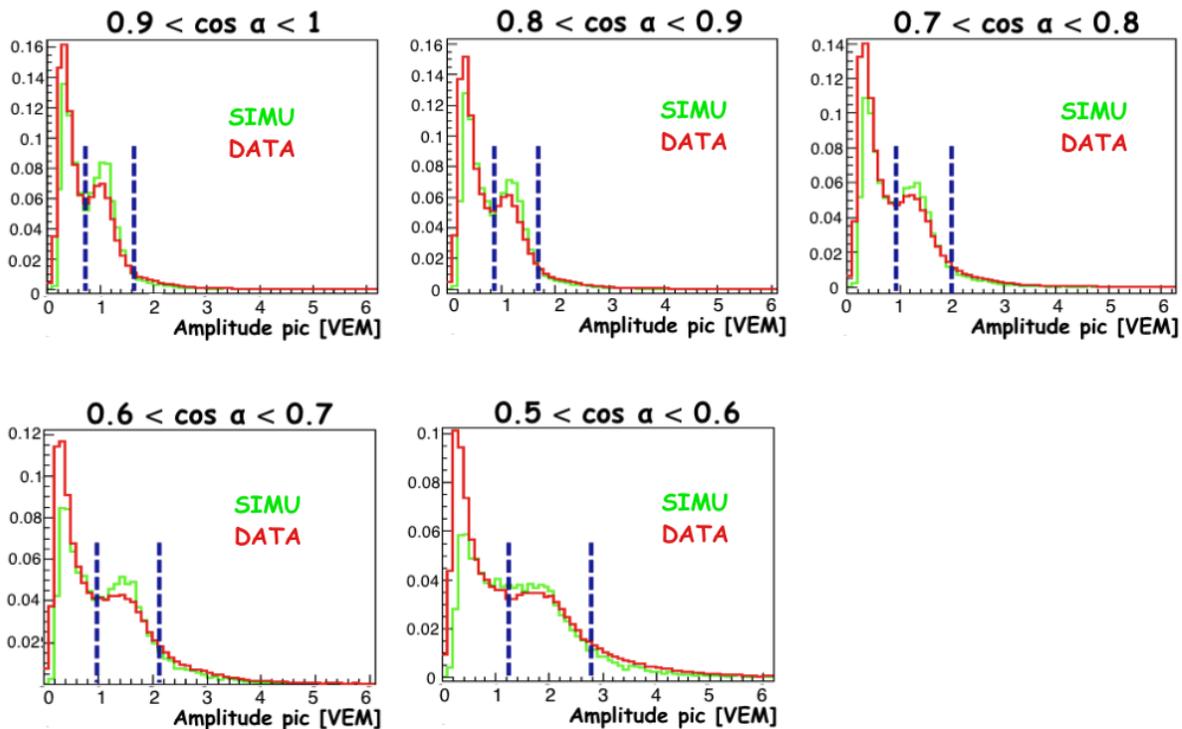


FIGURE 4.17 – Comparaison des spectres de l'amplitude des pics dans les traces FADC des données (en rouge) avec les simulations (en vert), pour différents intervalles d'angle d'incidence des muons.

Les distributions entre données et simulations semblent en bon accord, en particulier la position des pics. Nous retrouvons une grande proportion de signaux de faible amplitude, signature de la composante EM, ainsi que la "bosse" caractéristique des muons dont la position se déplace

avec l'angle d'arrivée des muons. La seule différence est un léger excès de la distribution dans les simulations mais cette première vérification est encourageante.

4.3.2 Sélection des traces

Pour les analyses de données, nous ne pouvons pas utiliser les signaux ayant une grande amplitude ou ceux qui ne sont pas suffisamment étalés en temps. En effet, la déconvolution des traces dans ces deux cas est très mauvaise, un exemple est présenté en figure 4.18.

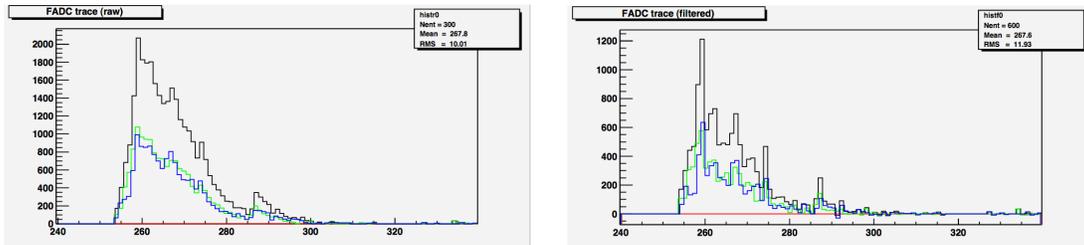


FIGURE 4.18 – Exemple de trace FADC (à gauche) où le signal est trop grand et pas assez étendu, rendant la déconvolution (à droite) difficile [80].

Après déconvolution de la trace, les pics ne sont pas identifiables ce qui rend l'estimation de la composante muonique impossible. Afin d'optimiser la méthode, nous sélectionnons les traces en fonction de leur rapport signal sur T_{50} , avec T_{50} le temps pour lequel on a 50% du signal. Le programme de simulation EasySim présente l'avantage de garder le nombre de muons dans chaque trace ce qui permet de comparer les distributions du nombre de muons réellement simulés avec le nombre reconstruits par la méthode (cf. figure 4.19).

La figure montre que l'on surestime le nombre de muons à petit angle à cause de la "pollution" électromagnétique. En effet, de nombreuses particules EM ont été comptées comme étant des muons. A plus grand angle, le nombre de muons est légèrement sous-estimé car la composante EM a été absorbée par l'atmosphère et parmi les signaux restants, certains sont difficilement exploitable pour identifier les pics. De manière générale, on constate qu'au-delà d'un rapport signal sur T_{50} égale à 0,3 VEM/ns, l'identification des pics est très difficile voire impossible d'où l'affaissement soudain du nombre de muons reconstruits. Pour optimiser la méthode nous ne conserverons que les traces ayant un rapport Signal/ T_{50} inférieur à 0,3 VEM/ns.

4.3.3 Erreur sur l'estimation du nombre de muons

Comme dans les autres méthodes, le comptage utilise des limites arbitraires qui fixent des intervalles de distance ou angle pour lesquelles la méthode fonctionne.

Pour donner une idée de l'erreur commise lors de la reconstruction de la composante muonique, nous comparons les distributions du nombre de muons reconstruits avec le nombre réel de muons contenu dans la simulation (cf. figure 4.20).

L'algorithme semble bien reproduire le nombre de muons pour les angles $[0,36]^\circ$ et les distances au-delà de 1200 m. A plus grand angle, entre $[36,60]^\circ$, nous sous-estimons le nombre de muons mais cette différence s'atténue à grande distance. On explique la sous-estimation par l'absorption de la composante EM. En effet, à petit angle, les signaux EM faisaient office de "balance" avec les muons non détectés et pouvaient donner lieu à une sur-estimation. A grand angle, nous

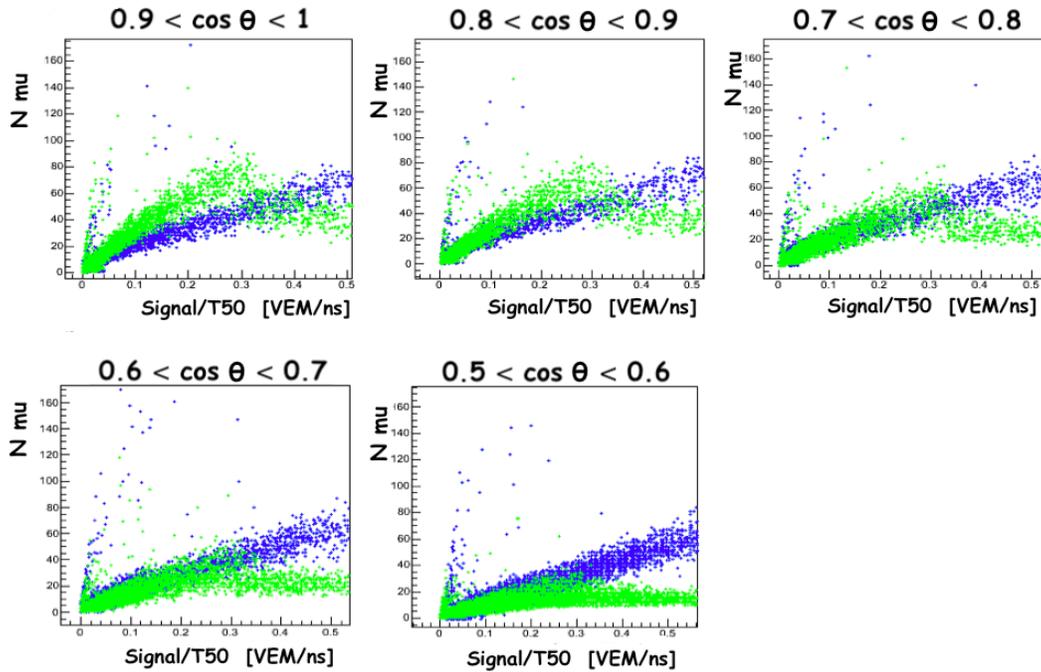


FIGURE 4.19 – Comparaison des distributions du nombre de muons en fonction du rapport signal sur T_{50} entre nombre de muons réel (en bleu) et reconstruit par notre méthode (en vert).

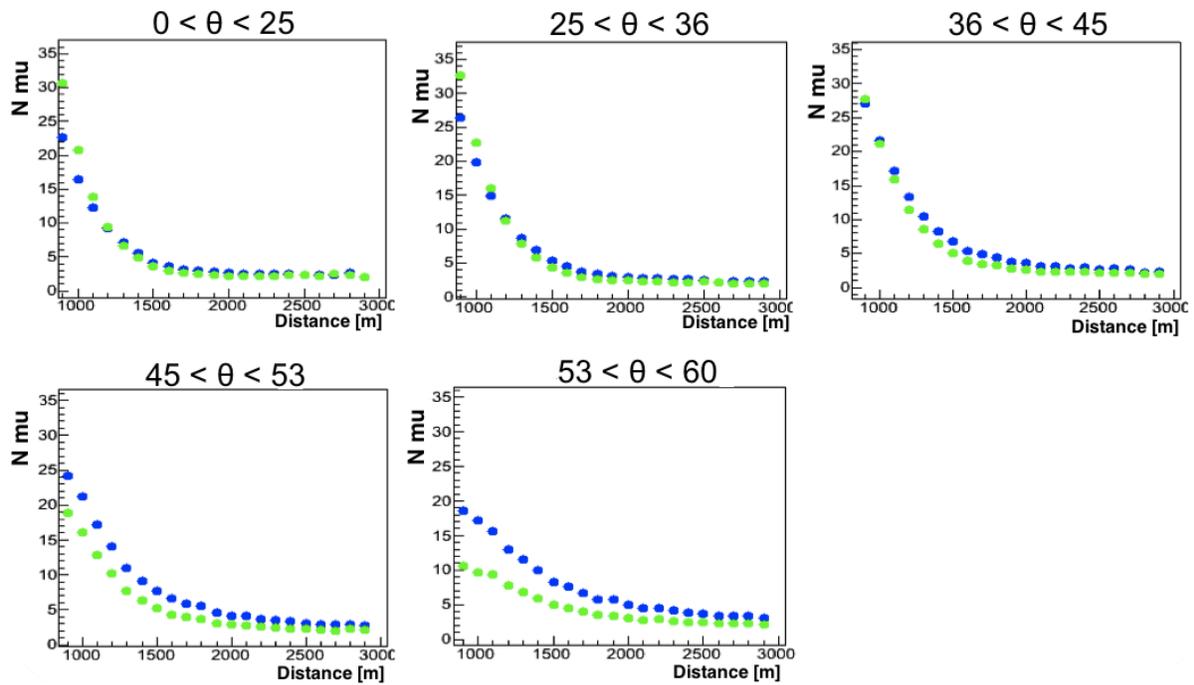


FIGURE 4.20 – Comparaison des distributions du nombre réel de muons (en bleu) avec la reconstruction par l'algorithme (en vert) - Simulation avec EasySim -

ne disposons que de la composante muonique. Ainsi, les muons non identifiés créent cette sous-estimation qui s'atténue à grande distance car les signaux, plus étalés, offrent de meilleure chance d'identification.

Par la suite, nous utiliserons la fraction muonique plutôt que le nombre de muons. En effet, une des idées proposées pour expliquer l'excès de muons dans les données, repose sur une sous-évaluation de l'énergie des gerbes. En d'autres termes, la comparaison n'a de sens que dans la mesure où les échelles en énergie, données/simulations, sont équivalentes. Afin de vérifier cette hypothèse, nous devons évaluer la variation du nombre de muons parallèlement à l'évolution du signal électromagnétique. De cette manière, si les données indiquent un excès significatif de muons induit par la sous-estimation d'énergie du primaire alors, la contribution électromagnétique doit également être plus importante. La fraction muonique, estimée comme le rapport entre le signal muonique et sa contrepartie électromagnétique sera, dans ces conditions, du même ordre de grandeur que celle dérivée des simulations. Le signal muonique est défini par l'intégrale des pics ayant été identifiés comme des muons. La figure 4.21 compare les fractions muoniques reconstruites et réelles issues des simulations effectuées par le programme EasySim.

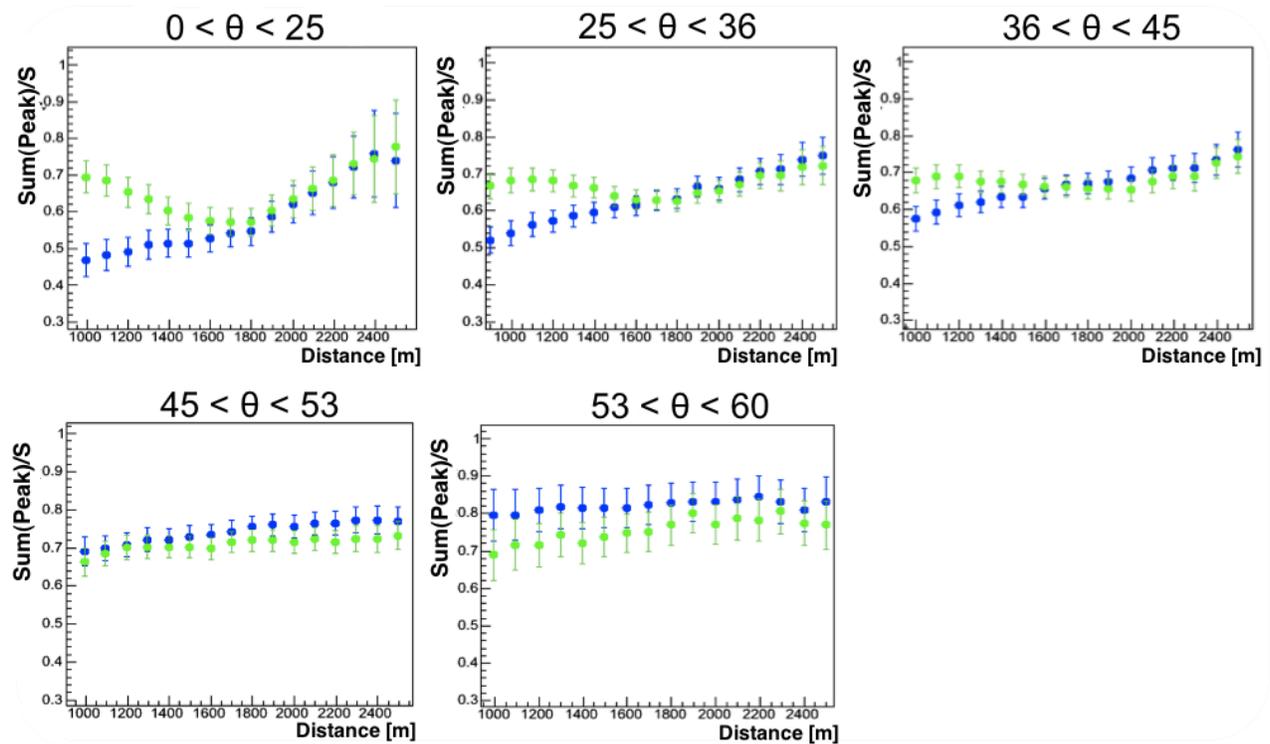


FIGURE 4.21 – Comparaison des distributions de la fraction muonique réelle (en bleu) et reconstruite par la méthode (en vert) - Simulation avec EasySim -

Les distributions des fractions muoniques montrent clairement, à des angles zénithaux de 0 à 45°, la "pollution" électromagnétique dans les stations dont la distance au coeur de la gerbe est inférieure à 1500 m. Ceci confirme que l'algorithme identifie certains signaux EM comme des muons, surestimant de ce fait la fraction muonique à petit angle. Cette "pollution" disparaît à grand angle car les particules EM sont absorbées et la tendance s'inverse : la fraction muonique est maintenant sous-estimée.

4.3.4 Domaine d'application de la méthode

Nous avons constaté précédemment que suivant la distance ou l'angle considéré, nous sous-estimons ou sur-estimons la composante muonique dans la reconstruction. Toutefois, nous pouvons utiliser ces fractions reconstruites sans se soucier des erreurs. En effet, si l'on ne compare que des fractions reconstruites les erreurs seront les mêmes.

Comme nous l'avons montré, les fractions muoniques peuvent donner des informations sur la composition des rayons cosmiques. Selon la méthode utilisée, les domaines d'application (distances, angles) ne sont pas les mêmes. Pour pouvoir conclure sur le comportement des données en comparaison avec les simulations, nous ne pouvons regarder que les intervalles où la fraction muonique montre une discrimination entre les gerbes de proton et de fer. Les distributions des fractions muoniques reconstruites des gerbes générées par un proton ou un noyau de fer sont présentées en figure 4.22.

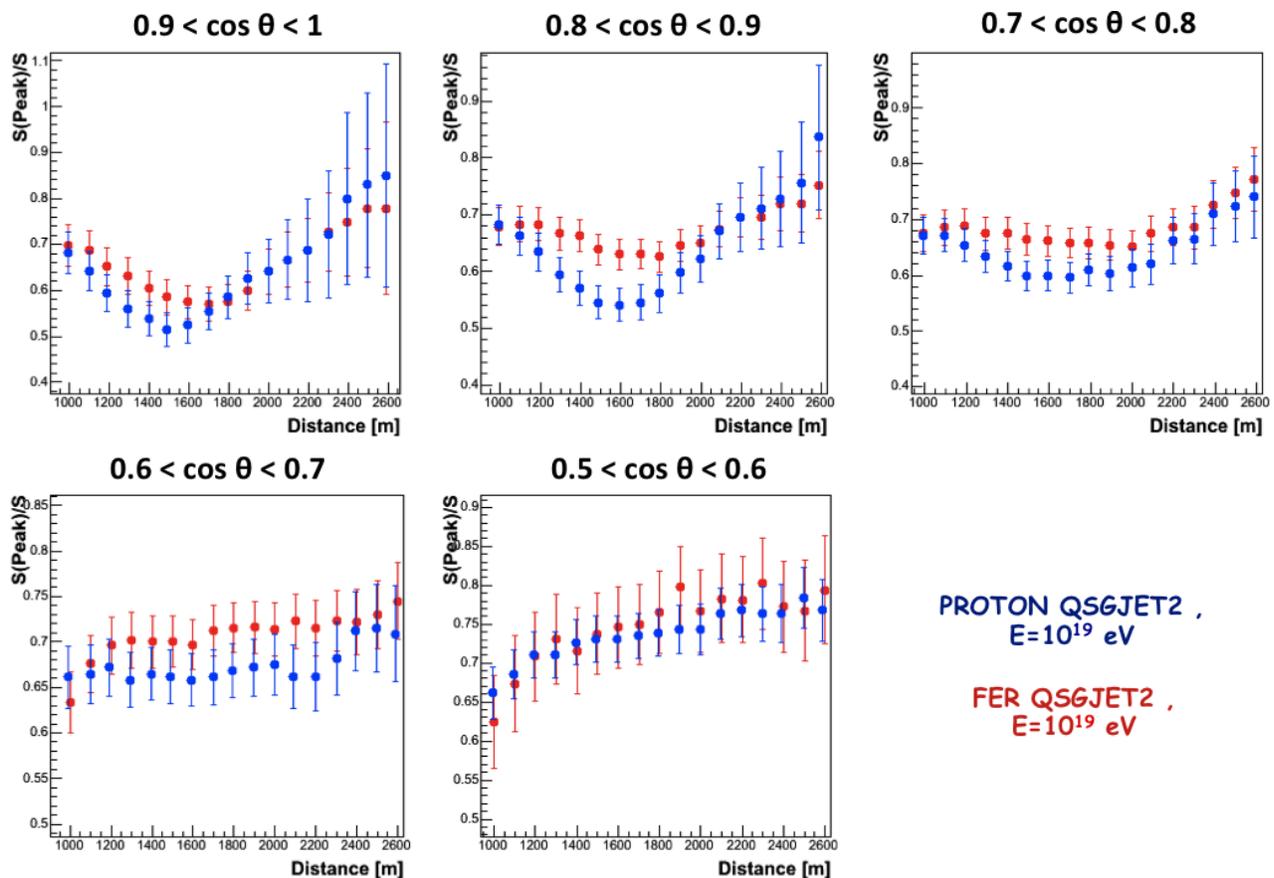


FIGURE 4.22 – Comparaison des fractions muoniques reconstruites par des gerbes générées par un proton (bleu) ou un noyau de fer (rouge) - Simulation avec EasySim -

Les meilleurs intervalles, où l'on constate une bonne séparation des fractions entre proton et fer, sont les angles de 25° à 45° pour des distances de 1200 à 2000 mètres. Cela réduit le champ d'application de la méthode mais cela nous laisse assez d'informations pour étudier le comportement de la fraction muonique en fonction de la distance et de l'angle .

4.4 Analyses des données de l'Observatoire Auger

Dans cette partie, nous appliquons la méthode décrite précédemment aux données de l'Observatoire Pierre Auger et les comparons aux prédictions des modèles hadroniques. Aussi, nous vérifions les résultats obtenus entre EasySim et le programme de simulation officiel de la collaboration.

4.4.1 Un déficit de muons dans les simulations

Dès 2006, les premières études dérivées des données de l'Observatoire montrent un déficit significatif de muons dans le flux prédit pour les simulations de protons [88]. Ces résultats, confirmés plus tard par des études indépendantes dont celles de F. Schmidt et al. et la méthode des sauts, suggèrent que la description des interactions hadroniques et plus particulièrement la production de muons, est imparfaite. L'une des explications peut être un problème dans l'échelle d'énergie entre les simulations et les données.

Plus récemment une étude menée par G. Farrar utilise la caractéristique hybride de l'observatoire pour estimer cet excès [89]. Pour cela, tous les événements hybrides des données de janvier 2004 à décembre 2012 ayant une énergie comprise entre $10^{18,8}$ et $10^{19,2}$ eV sont utilisés : cela représente 411 événements. Pour ces événements, plusieurs gerbes de même géométrie et énergie sont simulées. Les gerbes ayant le même X_{max} à 1σ près ainsi qu'un profil longitudinal proche sont conservées. Enfin, le signal du réseau de surface est comparé aux données. Pour des gerbes de 10 EeV, le signal hadronique observé est de 1,3 à 1,6 fois plus grand que les valeurs escomptées par les simulations confirmant ainsi la mauvaise reproduction des interactions hadroniques dans les simulations.

Afin de comparer les simulations et les données dans de bonnes conditions, nous devons procéder à quelques corrections.

4.4.2 Correction des simulations

Les données de l'observatoire suivent une distribution en $\sin\theta \cos\theta$ alors que celle des gerbes simulées est plate en θ . Pour pouvoir comparer les simulations aux données, les fractions muoniques des simulations doivent être pondérées. A chaque intervalle de distance de 100 m, nous procédons en deux étapes :

- **Étape 1 :** Nous calculons la fraction muonique moyenne \bar{f}_μ par intervalle de θ :

$$\bar{f}_\mu = \frac{\sum_{i=0}^N f_\mu^i}{N} \quad (4.4)$$

avec N le nombre de traces dans l'intervalle θ donné.

- **Étape 2 :** Nous pondérons chaque moyenne correspondant à un intervalle θ par un poids $\alpha_i = 2 \sin\theta_i \cos\theta_i$ pour obtenir la fraction muonique moyenne associée à un intervalle de distance :

$$\bar{F}_\mu = \frac{\sum_{i=0}^{\theta} \alpha_i \bar{f}_\mu^i}{\sum_{i=0}^{\theta} \alpha_i} \quad (4.5)$$

4.4.3 Sélection des données

Dans cette étude, nous utilisons les données de l'Observatoire Pierre Auger de janvier 2004 à décembre 2013. Contrairement à la vérifications effectuées précédemment, nous comparons les

fractions muoniques des simulation en sélectionnant les événements ayant une énergie comprise entre 8 et 12 EeV. En effet, nous savons maintenant que simulations et données n'ont pas la même échelle en énergie car les simulations ne reproduisent pas parfaitement les interactions hadroniques. Si l'on effectue une comparaison à S38 équivalent, nous ajoutons un biais à travers les différentes étapes de la reconstruction en énergie. Toutefois, en prenant le rapport signal muonique sur signal total, la dépendance en énergie varie très lentement comme l'illustre la figure 4.23 qui présente les distributions des fractions muoniques des données sélectionnées à différentes énergies.

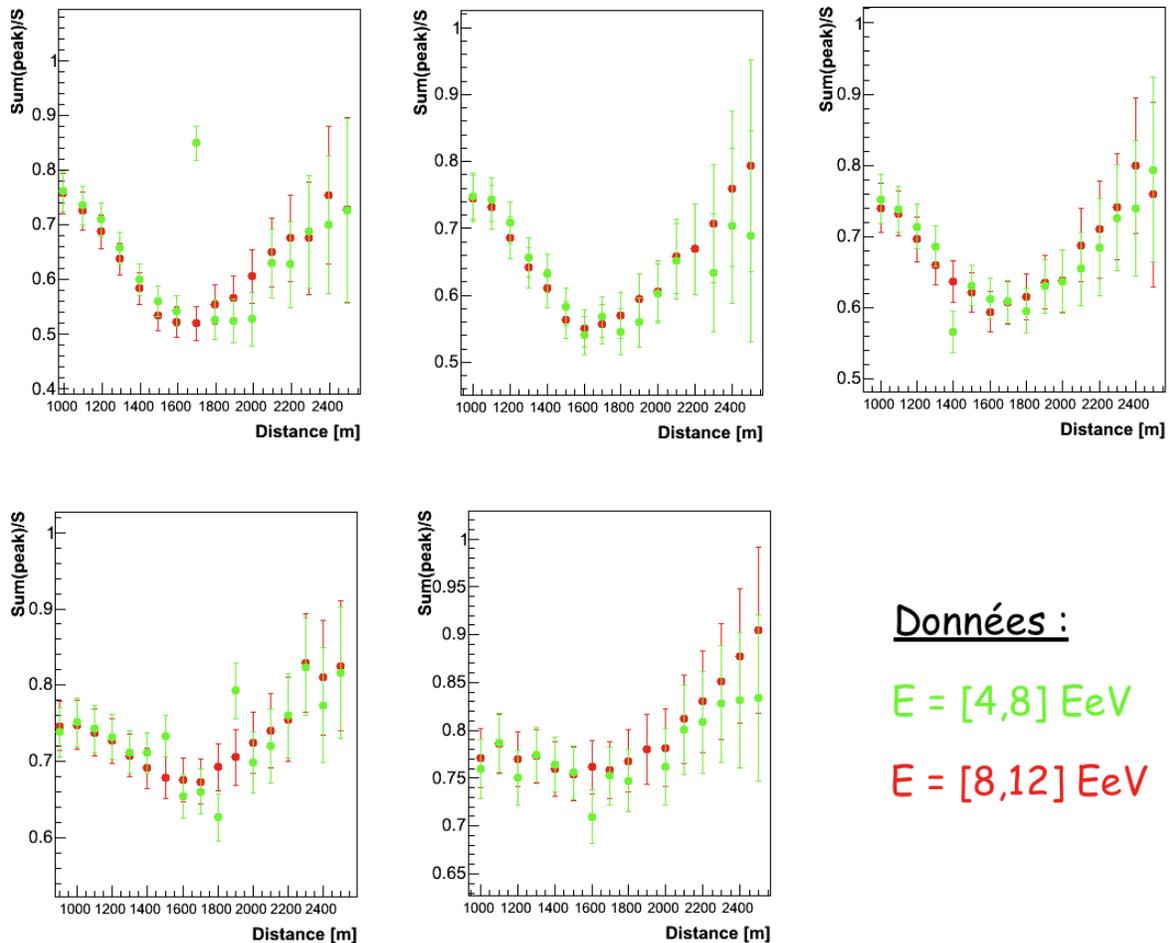


FIGURE 4.23 – Distribution des fractions muoniques extraites des données de l'observatoire Pierre Auger pour différentes sélections d'énergie : [4,8] EeV en vert et [8,12] EeV en rouge.

Contrairement aux simulations où le temps de décroissance τ , utilisé lors de la déconvolution des traces, était fixé à 66 ns, dans les données nous prenons le temps de décroissance propre à chaque cuve. En effet, le réseau n'est pas totalement uniforme ainsi l'eau et le tyvek influencent le temps de décroissance du signal. Pour illustrer cet effet, la figure 4.24 présente la distribution des temps de décroissance des cuves du réseau en janvier 2010.

La distribution des temps de décroissance pour les PMs sans problème met en évidence deux

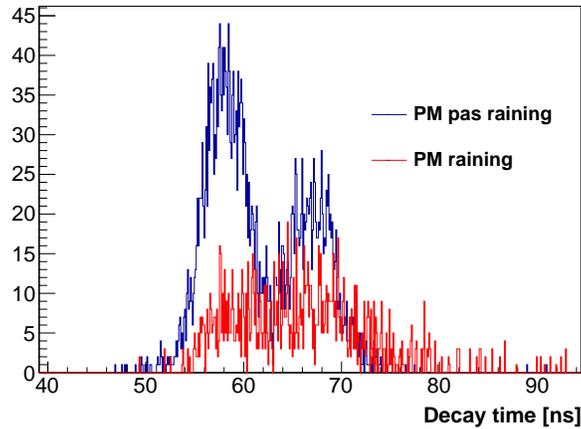


FIGURE 4.24 – Distribution du temps de décroissance des signaux issus de PMs sans problème (en bleu) ou de PM *raining* (en rouge) en janvier 2010.

catégories, dont les valeurs moyennes sont respectivement 58 et 68 ns. À ce jour, nous ne pouvons toujours pas expliquer ce comportement qui ne semble pas être corrélé avec l'origine de la cuve, ni de l'électronique ni même de l'eau.

D'autre part, nous excluons tous les signaux avec des PMs *raining*. Il s'agit de PM dont la valeur du VEM-pic change brutalement et devient instable pendant des périodes allant de quelques minutes à quelques heures. Ce phénomène, découvert en 2006, ne touche pas les PMs installés plus tôt. Les traces issues par les PMs *raining* ont des signaux déformés, qui influencent la valeur du VEM et donc le taux de trigger ToT. Pour s'affranchir de tout problème, nous n'utiliserons pas ces données.

4.4.4 Résultats avec EasySim

Les données de l'observatoire Pierre Auger sont comparées aux prédictions des modèles hadroniques pour des gerbes initiées par un proton ou un noyau de fer. Les simulations sont corrigées par la méthode évoquée plus tôt. La comparaison données/simulations est présentée en figure 4.25.

Comme nous l'avons vu précédemment, les intervalles intéressants sont ceux où l'on peut distinguer proton et fer c'est-à-dire pour les angles entre 0° et 45° . On observe, quels que soient les angles choisis, un comportement identique :

- **Distance < 1400 m** : un déficit des muons dans les simulations,
- **Distance = [1400,2000] m** : les données semblent en accord avec le proton,
- **Distance > 2000 m** : à nouveau un déficit des muons dans les simulations. Toutefois, à partir de 2000 m les effets des *triggers* commencent à se faire ressentir et les comportements observés ne sont pas nécessairement physique.

Ainsi, ces résultats confirment un déficit des muons dans les simulations mais surtout ils semblent indiquer une dépendance de la fraction muonique avec la distance à l'axe de la gerbe. Cette observation n'a jamais été faite car, jusqu'à présent, les autres méthodes se cantonnaient à étudier la composante muonique à une distance donnée.

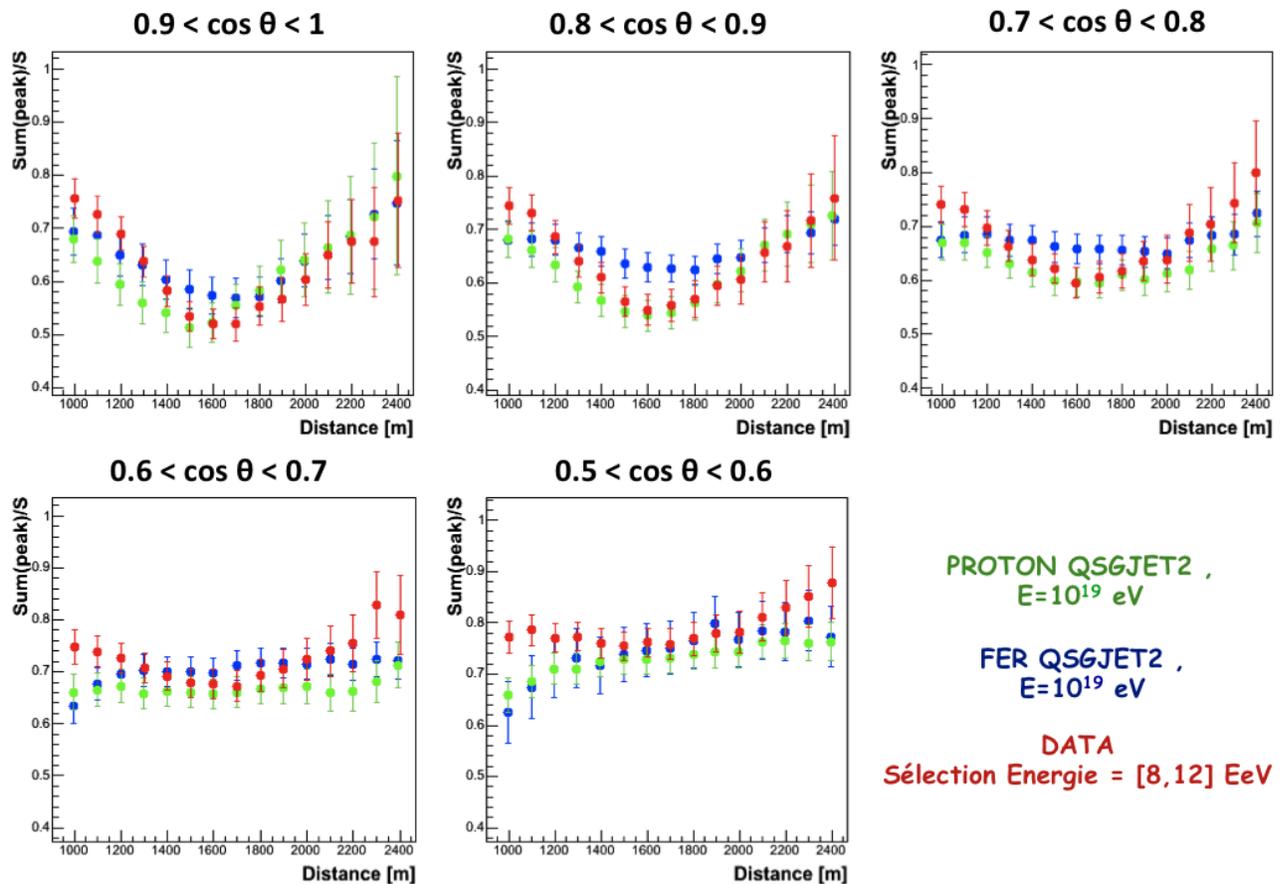


FIGURE 4.25 – Comparaison des distributions de la fraction muonique reconstruite entre données et simulations EasySim.

4.4.5 Comparaison des programmes de simulation Auger

Le programme officiel de la collaboration Auger est nommé Offline. L'Offline est un programme de simulation basé sur GEANT4 et permet de simuler à la fois le réseau de surface mais également les détecteurs à fluorescence. Pour les raisons évoquées dans le chapitre précédent, nous avons choisi d'utiliser le programme EasySim. Toutefois, toutes les méthodes de composition à partir du SD sont réalisées avec Offline. Aussi, il nous a paru important de tester notre algorithme avec l'Offline afin de corroborer les résultats obtenus avec EasySim. D'autre part, il s'agit là d'un moyen de vérifier le bon accord entre ces deux codes de simulation.

Afin de comparer les résultats obtenus avec EasySim et l'Offline dans de bonnes conditions, nous avons utilisé les mêmes gerbes (mêmes fichiers CORSIKA) pour la simulation des réponses du réseau. L'annexe ?? présente les modules utilisés pour la simulation et la reconstruction des événements avec l'Offline. La figure 4.26 compare les fractions muoniques des simulations avec l'Offline et EasySim.

De manière générale, les résultats s'accordent plutôt bien entre EasySim et Offline. On constate toujours un déficit de muons dans les simulations à petite distance (avant 1200 m) puis un accord avec les protons et enfin une sous-estimation de la composante muonique des données au-delà de 2000 m.

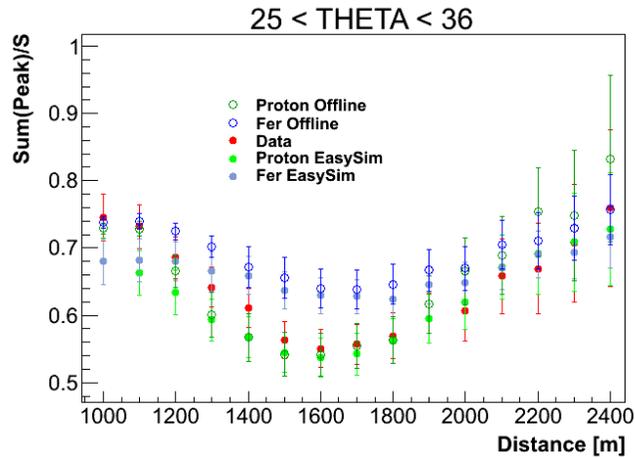


FIGURE 4.26 – Comparaison des distributions de la fraction muonique reconstruite entre données et simulations EasySim.

4.4.6 Stabilité de la méthode ?

Les méthodes qui cherchent à extraire la composante muonique des traces FADC peuvent être sensibles à la forme des signaux. Il a été montré, très récemment que le *smoothing* ainsi que la méthode des variables multiples y sont sensibles. Le choix de prendre les temps de décroissance des signaux, propre à chaque cuve, laisse penser que notre méthode s'affranchit de cette dépendance. La figure 4.27 présente la distribution des fractions muoniques, extraites des données, pour différentes distances en fonction de leur temps de décroissance.

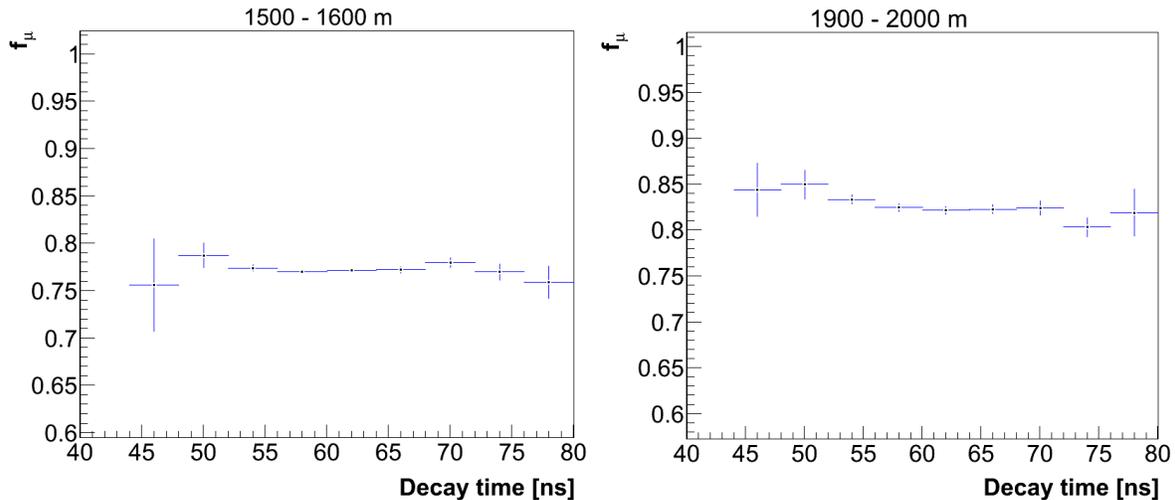


FIGURE 4.27 – Distribution des fractions muoniques, extraites des données, pour les distances [1500,1600] et [1900,2000] m en fonction de leur temps de décroissance.

Ces distributions ne montrent pas de changement de comportement en fonction du temps de décroissance des signaux. Cela confirme que notre méthode n'est pas influencée par la forme du signal.

4.4.7 Conclusion

La méthode développée dans ce chapitre confirme ce que nous avons vu lors de la présentation des autres méthodes SD, qui cherchent à extraire le signal muonique, à savoir : il n'est pas possible, avec le réseau de cuves actuel, d'avoir une méthode qui reproduit efficacement le signal des muons sur toutes les gammes de distance et d'angle. En effet, il y aura toujours ce compromis pour éliminer la composante électromagnétique ; que ce soit prendre de grands angles avec la méthode de la MPD ou se restreindre à une distance précise (méthode variables multiples et *smoothing*). Dans notre cas, nous n'avons pas été épargnés par ce problème, le domaine d'application de la méthode n'est pas à 1000 m mais plutôt entre 1200 et 2000 m.

En dépit de l'erreur sur la reconstruction de la composante muonique à petites distances, nous avons pu étudier le comportement de la fraction muonique entre 1000 m et 2500 m car l'erreur commise dans les simulations est également faite dans les données. Cette étude a mis en évidence une corrélation entre l'évolution de la fraction muonique et la distance à l'axe de la gerbe. Ainsi nous pouvons retenir trois phases :

- **Distance < 1400 m** : un déficit des muons dans les simulations,
- **Distance = [1400,2000] m** : les données semblent en accord avec le proton,
- **Distance > 2000 m** : à nouveau un déficit des muons dans les simulations. Cependant, au-delà de cette distance, les effets des *triggers* commencent à se faire ressentir et nous ne pouvons pas affirmer qu'il s'agisse bien d'un effet physique.

Ces résultats confirment une mauvaise reproduction des interactions hadroniques dans les simulations mais surtout ils apportent un fait nouveau. Alors que jusqu'à présent, les études estiment un déficit du signal hadronique d'un facteur 1,6 dans les simulations, il semblerait qu'il y ait une dépendance avec la distance à l'axe de la gerbe. Cet élément peut être une piste pour comprendre et ainsi corriger la simulation des interactions hadroniques.

Il est évident que notre méthode présente des imperfections notamment l'estimation de l'origine des muons estimée à 7 km. Même si nous avons vérifié que cela n'avait pas un effet majeur sur les résultats, une estimation plus précise serait la bienvenue par exemple avec une reconstruction comme la MPD.

Néanmoins, si nous voulons aller plus loin dans l'étude de la composition avec le réseau de surface, nous devons changer la configuration des cuves ou utiliser de nouveaux détecteurs pour isoler le signal muonique. Depuis plus d'un an, quelques projets d'*upgrade* sont discutés pour améliorer l'identification de la composante muonique dans le détecteur de surface.

Chapitre 5

Le projet LHAASO : un nouvel observatoire

Sommaire

5.1	La physique de LHAASO	102
5.1.1	Étude des rayons gamma au-delà de 100 GeV	102
5.1.2	Origine des rayons cosmiques avec sources galactiques de gamma . . .	103
5.1.3	Étude des rayons cosmiques	104
5.2	L'Observatoire LHAASO	104
5.2.1	WCDA	105
5.2.2	WFCTA	105
5.2.3	KM2A	106
5.3	Étude sur la taille des cuves Cherenkov du KM2A	108
5.3.1	Motivations	108
5.3.2	Simulation avec des muons verticaux de 1 GeV	108
5.3.3	Simulation avec des muons multi-directionnels	111
5.4	Simulation de KM2A	112
5.4.1	Structure du programme	112
5.4.2	Réseau MD	114
5.4.3	Réseau ED	116
5.4.4	Application : Détection d'une gerbe de proton	122
5.5	Sensibilité de LHAASO aux gammas	124
5.5.1	Le facteur de qualité Q	124
5.5.2	Évaluation du facteur de qualité Q du KM2A	125
5.5.3	Calcul de la sensibilité	127

LHAASO est un projet en phase de R&D, mené par des chercheurs de l'IHEP en Chine, visant à étudier les gammas de haute énergie (> 100 GeV) ainsi que les rayons cosmiques galactiques (10^{14} - 10^{16} eV) [90]. Cet observatoire multi-hybride, à 4400 m d'altitude, associe un grand nombre de techniques déjà maîtrisées afin de tirer parti des points forts de chacune et d'en optimiser les performances. À 4400 m, on peut voir le développement complet des gerbes induites par des particules primaires à partir de 10^{11} eV. Et pour des gerbes de plus haute énergie, il est même possible

de voir le maximum de développement de la gerbe minimisant ainsi les effets dus aux fluctuations pour l'estimation de leur énergie (cf. figure 5.1).

Nous nous intéresserons plus particulièrement au réseau KM2A, qui utilise un réseau de cuves Cherenkov enterrées doublé par un réseau de scintillateurs. L'expertise acquise par l'observatoire Auger avec les cuves Cherenkov est très utile pour LHAASO, même s'il subsiste quelques différences. Une première partie est consacrée à la présentation du projet et à ses objectifs. Dans un second temps, nous nous concentrons sur la simulation du détecteur KM2A ainsi que sur une étude présentant l'effet de la taille des cuves Cherenkov. Enfin, la dernière partie apporte les éléments pour le calcul de sensibilité du détecteur KM2A aux gammas.

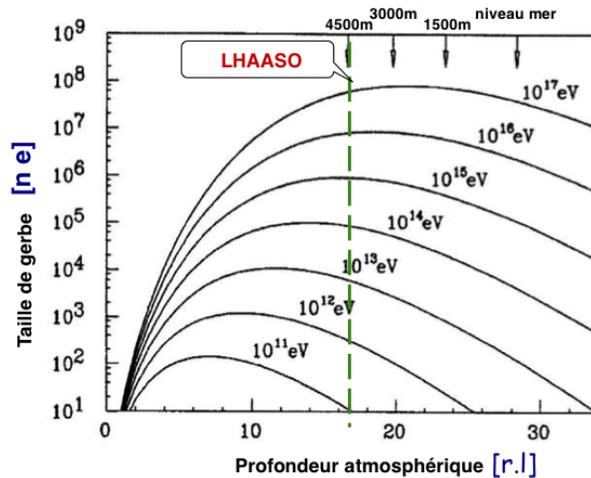


FIGURE 5.1 – Distribution de la taille des gerbes en fonction de la profondeur atmosphérique à l'altitude de LHAASO.

5.1 La physique de LHAASO

La difficulté pour la mesure de gamma est de parvenir à isoler le signal mesuré du bruit de fond généré par les rayons cosmiques, avec une bonne résolution angulaire. Actuellement, il existe deux techniques pour la détection des gammas : les imageurs Cherenkov et les réseaux au sol. Dans le cas des imageurs (e.g : HESS [91], MAGIC [92]), on a une grande sensibilité donc une bonne discrimination gamma/hadron, ainsi qu'une bonne résolution spatiale. En revanche, le champ de vue est limité et ils ne fonctionnent que de nuit. Dans le cas des réseaux au sol (e.g : MILAGRO [93], HAWC [94]), on a une couverture totale du ciel, ils fonctionnent tout le temps mais la discrimination gamma/hadron est difficile. Avec LHAASO, l'association de divers détecteurs de grande surface de collection, optimisera le pouvoir de discrimination des gerbes détectées.

5.1.1 Étude des rayons gamma au-delà de 100 GeV

L'un des objectifs de LHAASO est la recherche de sources gamma au-delà de 100 GeV avec une couverture totale du ciel. On estime qu'un nombre considérable (plusieurs centaines) de nouvelles sources de gamma devraient être trouvées, en particulier les sources extragalactiques. LHAASO sera en mesure d'accumuler la statistique de diverses sources afin d'étudier les mécanismes de

rayonnement gamma de haute énergie. Il étudiera également l'évolution des noyaux actifs de galaxies, ainsi que les mécanismes des sursauts gamma.

Pour cela, LHAASO utilisera le détecteur "WCDA" (5.2.1), dans le même esprit que MILAGRO et HAWC, utilisant des bassins (effet Cherenkov) pour la détection des gerbes de gamma. Avec son grand champ de vue et son fonctionnement permanent, ce détecteur est conçu pour optimiser les seuils d'énergie grâce à son altitude (4400 m) et à une grande surface de collection des particules secondaires. Sa sensibilité devrait lui permettre de voir toutes les sources du ciel de l'hémisphère nord ayant une luminosité supérieure à 2% de celle du crabe (I_{crab}), source standard en astronomie gamma (cf. Fig.5.2) [95]. Il reste au moins 99% du ciel à analyser. En utilisant LHAASO pendant 2 ans, la moitié du ciel devrait être balayée.

5.1.2 Origine des rayons cosmiques avec sources galactiques de gamma

LHAASO souhaite également mesurer les sources de gamma au-delà de 100 TeV qui présentent un intérêt tout particulier pour les rayons cosmiques. La mesure de gamma de haute énergie est interprétée en termes de contrepartie d'accélération d'électrons, mais ne renseigne pas sur l'accélération de rayons cosmiques. En revanche, une mesure de gamma de très haute énergie ($E > 100$ TeV) signerait, de manière univoque, l'accélération de rayons cosmiques (principalement des protons). En effet, du fait de leur faible masse, les électrons perdent plus rapidement leur énergie que les protons par rayonnement synchrotron, il est exclu qu'ils puissent produire des photons d'énergie aussi élevée [96, 97].

Les rayons gamma de telle énergie peuvent être créés lorsque les rayons cosmiques interagissent avec la matière près de leurs sites d'accélération. En observant la répartition spatiale et l'intensité des rayons gamma dans le ciel, on peut tenter de localiser les accélérateurs des rayons cosmiques. En outre, le spectre en énergie des photons gamma émis peut être utilisé pour étudier l'environnement des accélérateurs, ainsi que les mécanismes d'accélération des particules chargées.

Une preuve concrète de l'existence de protons accélérés repose sur la mesure précise du spectre étendu à des énergies plus élevées. Le détecteur KM2A (5.2.3) sera en mesure de détecter les gammas au-delà de 30 TeV. La sensibilité avec laquelle HESS mesure les spectres de sources découvertes est bien inférieure à celle estimée pour LHAASO (à quelques centaines TeV). On s'attend à mesurer plus de 30 événements compris entre 100 et 500 TeV, en fonction du flux des sources, en 3 ans. Les études théoriques semblent montrer que les restes de supernova ont de grandes chances d'accélérer des protons de hautes énergies et donc de produire des photons d'énergie plus élevée que la diffusion Compton inverse des électrons. Tous ces objectifs imposent des exigences sur le détecteur KM2A, une résolution angulaire du réseau d'au-moins $0,4^\circ$ et une résolution en énergie supérieure à 20%, avec une sensibilité de 2% du crabe [95]. La comparaison des performances de LHAASO avec d'autres détecteurs dans cette gamme d'énergie est représentée en figure 5.2. Cette mesure de la sensibilité a été réalisée par les collègues chinois de l'IHEP avec une simulation rapide de l'observatoire.

Les expériences actuelles parviennent à détecter des gammas au-delà de 100 TeV, mais ont peu de statistique. LHAASO est conçu pour accéder à ce domaine en énergie donnant ainsi des informations indirectes sur les rayons cosmiques comme la position des sources. Malheureusement, de tels gammas sont atténués sur des distances intergalactiques, c'est pourquoi on se limitera à l'étude de sources galactiques.

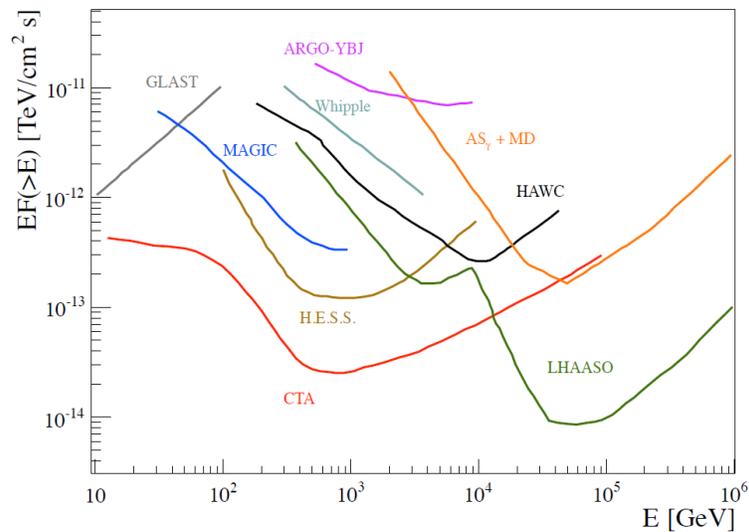


FIGURE 5.2 – Comparaison de la sensibilité de LHAASO, estimée par les collègues en Chine (IHEP), avec d'autres projets.

5.1.3 Étude des rayons cosmiques

L'observatoire LHAASO sera également capable de faire des mesures précises des spectres en énergie et d'étudier la composition des rayons cosmiques à des énergies autour de la région dite du "genou" (10^{15} eV). À 4400 m d'altitude, les gerbes induites par des particules primaires de ces énergies ont atteint leur maximum à 1-2 km au-dessus du réseau, les effets dus aux fluctuations sont ainsi minimisés.

L'intérêt de LHAASO dans ces études des rayons cosmiques, où de nombreuses données sont déjà disponibles avec diverses expériences existantes, est sa capacité à pouvoir mesurer autour de la jonction entre les mesures directes (ballon, espace) à basse énergie et les mesures indirectes (détection au sol) pour les plus hautes énergies. Pour cela, des mesures précises seront nécessaires tant sur le spectre en énergie des rayons cosmiques que sur la composition. Pour les études de composition, LHAASO utilisera le pouvoir de discrimination de KM2A, réseau de cuves Cherenkov enterrées combiné avec un réseau de scintillateurs (cf. 5.2.3), et de WFCTA, réseau de 24 télescopes Cherenkov (cf. 5.2.2). Ces détecteurs, utilisés dans un mode hybride avec un réseau comme l'Observatoire Pierre Auger, permettra de mesurer précisément les profils des gerbes à haute énergie (supérieure à 100 PeV). Le regroupement des informations apportées par les différents détecteurs de LHAASO permettra d'améliorer le pouvoir de sélection des protons et noyaux de fer, au cas par cas. Ceci est particulièrement important pour l'étude de la transition galactique/extra-galactique.

En plus des mesures de composition et du spectre des rayons cosmiques, la statistique disponible devrait permettre de faire des études détaillées sur l'anisotropie, qui sont d'une grande importance pour la compréhension de la propagation des rayons cosmiques.

5.2 L'Observatoire LHAASO

LHAASO sera situé à une altitude de 4400 m, dans la région du Sichuan en Chine. Le projet est désormais approuvé et financé par la Chine. L'observatoire sera composé principalement de 3 détecteurs : KM2A, WCDA et WFCTA (cf. Fig. 5.3).[98]

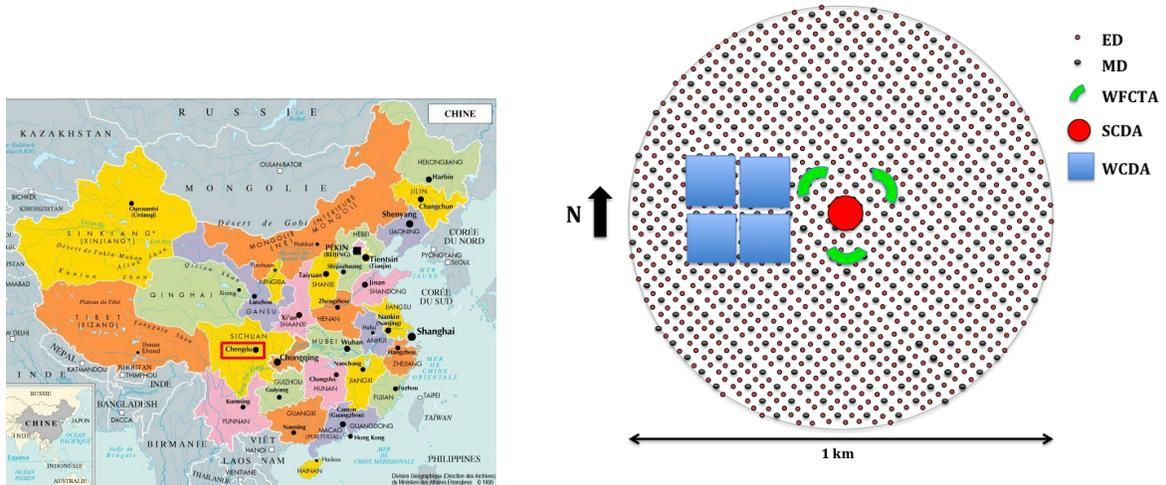


FIGURE 5.3 – Situation géographique du site et *design* du futur observatoire multi-hybride LHAASO.

5.2.1 WCDA

Le détecteur Water Cherenkov Detector Array (WCDA) mesurera les gerbes issues de gamma entre 300 GeV et 10 TeV. Il sera composé de 4 grands bassins d'une surface de 22500 m^2 , pour une profondeur de 5 m chacun. Chaque bassin est sous-divisé en 900 compartiments de 5 m^2 chacun. Un film de plastique noir protège chaque cellule de la lumière provenant des cellules voisines. Un PM hémisphérique de 8" ou 9", placé au fond de chaque compartiment, est chargé de collecter la lumière Cherenkov produite par les particules secondaires chargées de la gerbe (cf. Fig. 5.4). Le temps d'arrivée des particules ainsi que leur charge sont enregistrés à la sortie du PM.

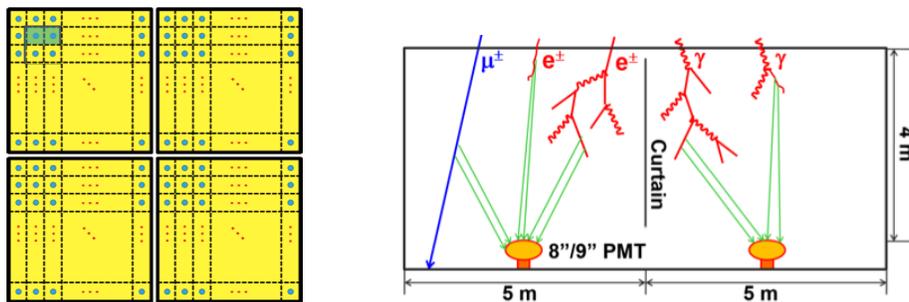


FIGURE 5.4 – Schéma vue de dessus des 4 bassins (à gauche) et vue de profil de 2 compartiments adjacents du détecteur WCDA.

La sensibilité du WCDA a été estimée, par les collègues de l'IHEP en Chine, par une simulation Monte Carlo. Les résultats sont donnés en figure 5.2 entre 300 GeV et 10 TeV.

5.2.2 WFCTA

Le détecteur Wide Fluorescence Cherenkov Telescopes Area (WFCTA) est un réseau de 24 télescopes Cherenkov. Ces télescopes sont composés de deux parties, le réflecteur et la caméra. Le

réflecteur comprend 20 miroirs sphériques pour une superficie totale de $4,7m^2$. L'efficacité réfléchissante des miroirs est d'environ 82% pour la lumière avec une longueur d'onde supérieure à 300 nm. Une caméra est placée dans le plan focal. La caméra est composée de 256 PMs ayant un diamètre de 40 mm. Les PMs sont arrangés en 16 colonnes et 16 rangées donnant un champ de vue de $14^\circ \times 16^\circ$.

Deux prototypes de télescopes de WFCTA ont déjà été construits et placés près du site d'ARGO - YBJ sur le site Yangbajing (cf. figure 5.5). Le WFCTA devrait détecter les gammas et les rayons cosmiques avec une bonne discrimination gamma/hadron.



FIGURE 5.5 – Photo d'un télescope Cherenkov du détecteur WFCTA.

5.2.3 KM2A

Enfin, le dernier détecteur, le KM2 Array (KM2A), est composé de deux réseaux répartis sur une surface d'un kilomètre carré. L'un des atouts de KM2A est qu'il permettra de faire une discrimination entre gamma et hadron. Il sera optimisé pour mesurer les gammas entre 10 TeV et 1 PeV.

Détecteur Électromagnétique (ED)

Un premier réseau ED (Electromagnetic Detector), sera composé d'environ 5000 scintillateurs espacés tous les 15 m. Chaque scintillateur est composé de 4×4 parties de $25 \text{ cm} \times 25 \text{ cm} \times 1,5 \text{ cm}$ chacune soit une surface totale de 1 m^2 pour $1,5 \text{ cm}$ d'épaisseur. Les scintillateurs sont organiques, composés d'anthracène ($C_{14}H_{10}$).

Un scintillateur organique est un matériau composé de molécules organiques (molécule possédant au moins un atome de carbone lié, au moins, à un atome d'hydrogène), ayant des propriétés de scintillation suite à un dépôt d'énergie. Le scintillateur contient des molécules fluorescentes, qui excitées par le passage de particules, vont se désexciter en émettant de la lumière dans la région des ultraviolets/visible (350 nm). L'émission de cette lumière est immédiate entre 1 ns et $1 \mu\text{s}$. Son intensité suit une loi exponentielle décroissante avec une constante de décroissance (5.1).

$$L(t) = L_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (5.1)$$

Les photons de scintillation (lumière UV) sont ensuite acheminés au moyen de fibres optiques (BCF92), de $1,5 \text{ mm}$ de diamètre et de 30 cm de long, intégrées dans le scintillateur, vers la photocathode du PM. Ces fibres optiques ont la capacité de déplacer la longueur d'onde de la lumière de manière à ce qu'elle soit détectée par le PM de 3" (Photonis XP2012B) [99]. Le PM transformera alors cette lumière en un signal électronique. L'intensité de la lumière émise est proportionnelle

à l'énergie déposée par la particule dans le scintillateur. Les scintillateurs sont recouvert par une plaque de plomb de 0,5 cm puis l'ensemble est placé dans une boîte en aluminium (cf. Fig. 5.6). Ce réseau permettra de calculer l'énergie des gammas ou des rayons cosmiques.

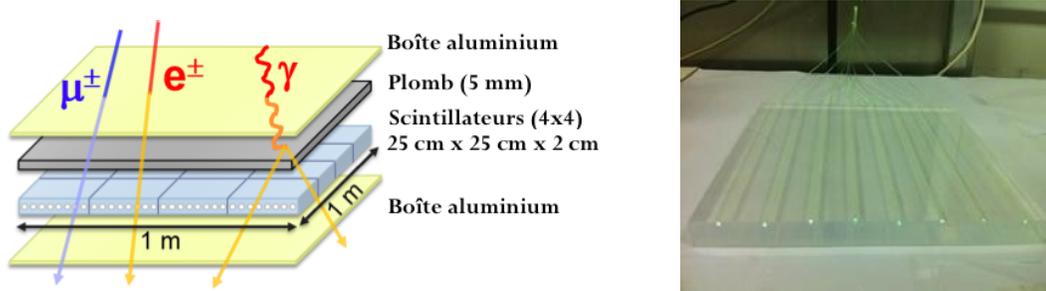


FIGURE 5.6 – Schéma d'un scintillateur du détecteur ED-KM2A (gauche) et photo du prototype (16 parties de 25x25x2 cm) avec ses fibres optiques (droite).

Détecteur Muon (MD)

Un second réseau de détecteurs MD (Muon Detector) est dédié, comme son nom l'indique, à la mesure des muons issus des gerbes. Il permettra grâce à la pauvreté en muons des gerbes de photons à discriminer les primaires hadroniques des gammas. D'autre part, le réseau MD peut étudier les caractéristiques telles que la composition ou le spectre des rayons cosmiques.

Le réseau MD sera formé d'environ 1200 cuves Cherenkov de 7,2 m de diamètre pour 1,2 m de hauteur (cf. Fig. 5.7) espacées tous les 30 m [100]. Un sac de Tyvek, très réfléchissant, est rempli d'eau pure. La lumière Cherenkov produite par le passage des particules à travers l'eau sera collectée par un PM de 8" situé au centre de la partie supérieure de la cuve. Les cuves sont de très bons détecteurs de muons des gerbes car la charge mesurée par le PM est proportionnelle au trajet effectué par ces derniers dans l'eau. Elles sont enterrées à 2,5 m de profondeur ainsi la composante électromagnétique sera arrêtée à la surface, et seuls les muons atteindront les cuves permettant ainsi la discrimination gamma/hadron.



FIGURE 5.7 – Schéma d'une cuve Cherenkov du MD-KM2A (gauche) et photo du prototype (droite).

5.3 Étude sur la taille des cuves Cherenkov du KM2A

5.3.1 Motivations

On s'intéresse au réseau MD du détecteur KM2A qui sera composé de cuves Cherenkov, comme à l'Observatoire Pierre Auger. Ces cuves mesureront uniquement la composante muonique des gerbes de basse énergie, le "design" des cuves sera donc différent de celles d'Auger. Malgré tout, l'expertise acquise par l'Observatoire Pierre Auger, depuis les dix dernières années, sur les cuves Cherenkov est une aide précieuse pour LHAASO.

Le projet LHAASO étant en phase de R&D, le prototype n'est pas définitif et peut encore évoluer. L'une des problématiques du réseau MD est la taille des cuves Cherenkov : est-ce que les cuves doivent avoir une surface supérieure à celles d'Auger, qui ont un rayon de 1,8 m et une hauteur de 1,2 m ? En effet, pour les énergies concernées, on attend peu de muons. Des cuves plus grandes augmenteraient la surface de détection, qui est cruciale pour la discrimination gamma/hadron, cependant il faut vérifier comment la taille des cuves affecte sa réponse. D'autre part, ne sachant pas qu'elle sera la qualité de l'eau produite, nous verrons également l'impact la longueur d'absorption de l'eau sur le signal mesuré.

Cette partie tente de répondre à cette question. Toutes les études présentées dans ce chapitre ont été faites à partir du programme EasySim, qui a été modifié et adapté à LHAASO. En effet, EasySim est un programme, initialement développé pour l'Observatoire Pierre Auger (*cf.* chapitre 3), permettant de modifier les différents paramètres de la cuve tels que la taille, la qualité d'eau, la réflectivité du Tyvek ou encore de remplacer les 3 PMs par un seul au centre de la cuve.

Une première partie présentera les résultats obtenus avec une simulation considérant seulement les muons verticaux. Nous verrons comment la taille des cuves et la longueur d'absorption de l'eau influencent le signal induit dans le PM, *i.e.* le nombre total de photo-électrons collectés, leur distribution temporelle ou encore le temps de décroissance. Une seconde partie étudiera les mêmes aspects avec une simulation de muons provenant de toutes directions.

5.3.2 Simulation avec des muons verticaux de 1 GeV

Dans cette première partie, nous montrerons comment le signal du PM varie quand on augmente le rayon des cuves ou la longueur d'absorption de l'eau. Les résultats présentés dans cette partie ont été réalisés avec le programme EasySim pour 1000 muons verticaux de 1 GeV sans tenir compte de l'épaisseur de la terre. Tous les paramètres utilisés dans cette simulation sont les paramètres officiels pour une cuve standard d'Auger qui peuvent être trouvés dans la référence [101]. L'efficacité de collection et l'efficacité quantique maximale du PM sont données par Photonis pour le PM XP805 utilisé dans l'expérience Auger, soit respectivement 0,9 et 0,24. Afin de prendre en compte toutes les trajectoires possibles des photons à l'intérieur du PM, nous utiliserons les résultats des simulations sur l'efficacité effective du PM décrites en référence [76] et dans le chapitre 3. Le coefficient de réflectivité du Tyvek est fixé à 0,94.

Influence des paramètres sur le signal du PM

Nous faisons varier le rayon des cuves de 1,8 m à 3,6 m pour la même hauteur de 1,2 m et la longueur d'absorption de l'eau de 5 m à 100 m. La figure 5.8 montre l'évolution du nombre de photo-électrons détectés par le PM en fonction du rayon de la cuve, pour différentes valeurs de longueur d'absorption de l'eau. Pour faciliter la lisibilité de la figure, toutes les courbes ont été ajustées par une fonction polynomiale du second ordre.

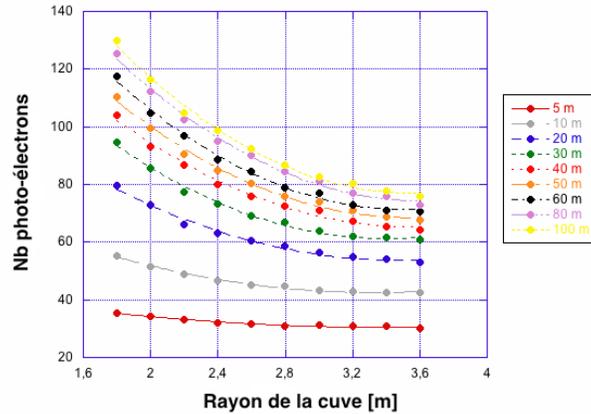


FIGURE 5.8 – Nombre de photo-électrons en fonction du rayon de la cuve et de la qualité de l'eau. Simulation pour 1000 muons verticaux de 1 GeV avec EasySim modifié.

Le nombre de photo-électrons décroît quand le rayon de la cuve augmente. En effet, pour une cuve plus grande les photons Cherenkov ont plus de distance à parcourir, ils ont donc plus de chances d'être absorbés par l'eau et ainsi ne pas atteindre le PM. Cet effet est d'autant plus faible que la qualité d'eau décroît et que le parcours des photons est réduit. On peut mieux le comprendre en regardant les profils en temps des signaux.

Profils en temps du signal du PM

Les profils en temps des signaux, c'est-à-dire la distribution des temps de détection des signaux créés par les muons, permettent de "visualiser" le parcours des photons dans la cuve. Pour cette étude, nous sélectionnons uniquement trois valeurs de longueur d'absorption de l'eau (10 m, 50 m, 100 m) et les deux valeurs extrêmes du rayon de la cuve (1,8 m et 3,6 m). Les résultats sont présentés en figure 5.9.

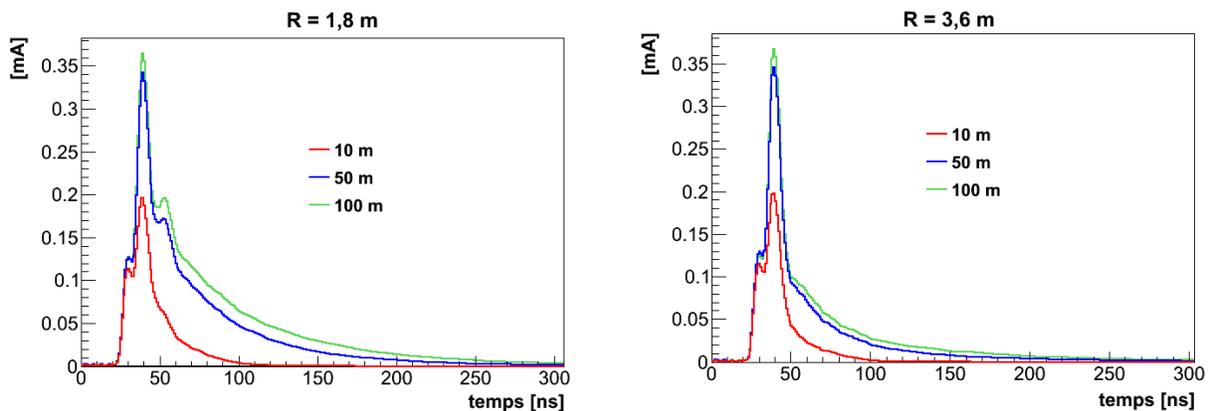


FIGURE 5.9 – Profils temporels du PM pour différentes longueurs d'absorption de l'eau : 10 m, 50 m et 100 m, et pour une cuve de rayon 1,8 m (à gauche) et 3,6 m (à droite). Simulation avec des muons verticaux.

Pour une cuve de rayon 1,8 m (Fig. 5.9 gauche), un premier pic à 0,13 mA correspondant à la lumière directe (autour de 7 photo-électrons) est visible indépendamment de la qualité de l'eau. Puis, quelques pics supplémentaires représentent les réflexions des photons Cherenkov sur les parois de la cuve. Enfin une queue de distribution illustre les réflexions multiples. On constate que le second pic est assez haut, ceci montre qu'une grande partie des photons est détectée après une unique réflexion sur les parois de la cuve. Cette particularité est purement due à la géométrie de la cuve, en effet seuls des muons verticaux ont été simulés. Les différentes courbes montrent comment le nombre de réflexions décroît quand on dégrade la qualité de l'eau. Les résultats sont un peu différents pour une cuve de rayon 3,6 m (cf. figure 5.9 droite). En effet, on constate que quelque soit la longueur d'absorption de l'eau, la plupart des photons après deux réflexions sont perdus. Au final, la perte de la collection de lumière due à une augmentation du diamètre de la cuve est moindre avec une eau de mauvaise qualité. Pour mieux caractériser l'évolution du profil temporel avec la taille de la cuve, nous ajustons la queue de distribution par une fonction exponentielle ainsi le temps de décroissance obtenu peut être utilisé comme observable.

Temps de décroissance des muons

Dans cette partie, nous montrons l'influence de la taille de la cuve et de la longueur d'absorption de l'eau sur le temps de décroissance. La figure 5.10 montre qu'une cuve plus grande conduit à des temps de décroissance des muons plus petits.

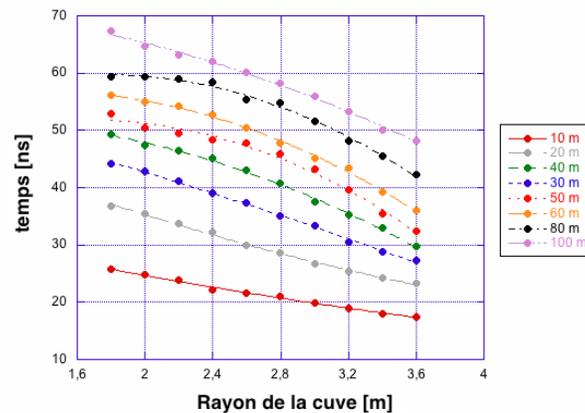


FIGURE 5.10 – Temps de décroissance pour des muons verticaux en fonction de la taille de la cuve et de la qualité de l'eau.

Conclusion

L'étude réalisée pour des muons verticaux montre clairement une décroissance du signal quand le rayon de la cuve augmente. Les profils en temps montrent que la majorité du signal est concentrée dans les deux premiers pics, ceci est dû au fait que l'on a utilisé des muons verticaux arrivant au centre de la cuve. Afin de faire une étude plus réaliste, une autre simulation avec des muons multi-directionnels est nécessaire.

5.3.3 Simulation avec des muons multi-directionnels

Dans cette seconde partie, une simulation avec 10 000 muons de 1 GeV provenant de toutes directions a été réalisée avec le programme EasySim modifié. Les paramètres du PM et du Tyvek sont les mêmes que précédemment.

Influence des paramètres de la cuve sur le signal du PM

De la même manière, le rayon de la cuve est pris entre 1,8 m et 3,6 m, de même la longueur d'absorption de l'eau varie entre 10 m et 100 m. Les résultats obtenus sont présentés en figure 5.11.

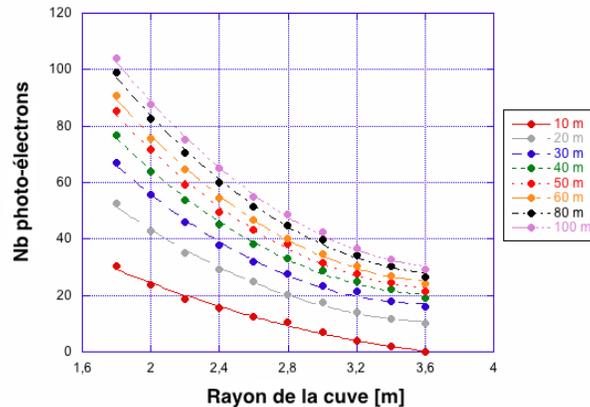


FIGURE 5.11 – Nombre de photo-électrons en fonction du rayon de la cuve et de la qualité de l'eau (pour 10 000 muons de toutes directions de 1 GeV).

On note encore une perte significative du nombre de photo-électrons avec la taille de la cuve ou bien pour une faible longueur d'absorption. Par exemple, pour une longueur d'absorption de l'eau de 100 m, on perd 70% des photo-électrons entre une cuve de rayon 1,8 m et une de 3,6 m. Cette perte est beaucoup plus importante que dans le cas des muons verticaux. Cela vient du fait que les muons multi-directionnels ne sont pas dominés par les deux premières réflexions comme dans la précédente simulation (cf. profil en temps).

Profils en temps du signal induit par le PM

Les profils du signal induit par le PM sont représentés pour les cuves de rayon 1,8 m et 3,6 m, avec trois longueurs d'absorption de l'eau 10 m, 50 m et 100 m. Les résultats sont présentés en figure 5.12.

Conclusion

Les objectifs de cette étude étaient nombreux. Le premier était de voir l'évolution du signal du PM quand on augmente le rayon de la cuve, avec différentes longueurs d'absorption de l'eau. Pour cela, le programme de simulation EasySim a été adapté aux conditions de LHAASO (un seul PM au centre de la cuve). Une première simulation avec 1000 muons verticaux a été réalisée, permettant de voir que le nombre de photo-électrons dans le PM diminue quand la taille de la cuve augmente. Ce résultat a pu être compris grâce aux profils du PM pour différents rayons de cuve. Une étude plus réaliste a ensuite été faite avec 10 000 muons multi-directionnels. Cette simulation confirme

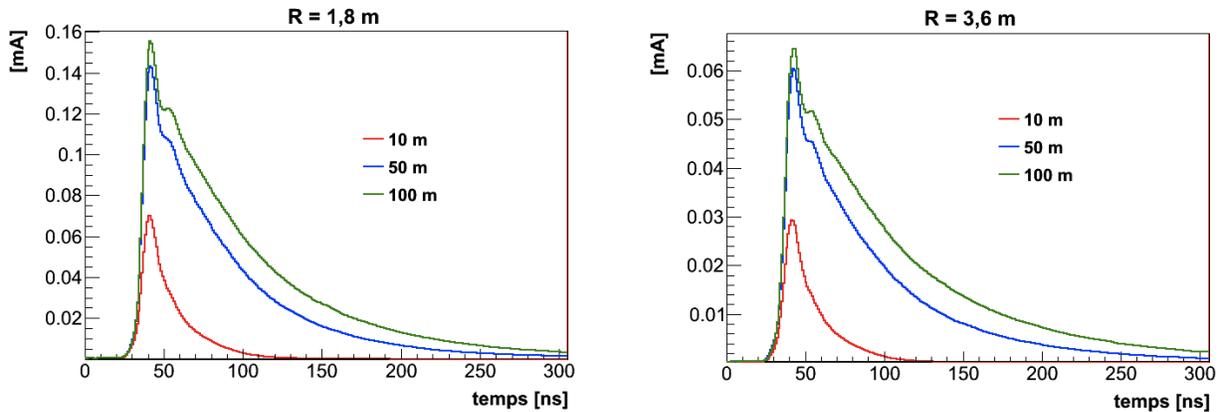


FIGURE 5.12 – Profils temporels du PM pour différentes longueurs d’absorption de l’eau : 10 m, 50 m et 100 m, et pour une cuve de rayon 1,8 m (à gauche) et 3,6 m (à droite). - Simulation avec des muons multi-directionnels -

et accentue la perte de signal en utilisant de grandes cuves. Une perte de signal d’un facteur 2 a été mesurée entre une cuve de rayon 1,8 m et une autre de 3,6 m. Malgré tout, même dans le cas le plus défavorable d’une cuve de 7,2 m de diamètre et l’eau la plus dégradée, le signal est faible mais reste mesurable.

5.4 Simulation de KM2A

Cette partie présente le programme de simulation du réseau KM2A. Basé sur EasySim (cf. chapitre 3), il a été adapté pour le réseau MD et complètement écrit pour le réseau ED. Ce nouveau programme en C++, utilisant ROOT [71] et l’environnement CMT [72], est nommé LhaaSim.

5.4.1 Structure du programme

Étant basé sur EasySim, la structure modulaire de LhaaSim est très proche. Cependant, le fait que KM2A utilise deux réseaux ED et MD, implique un certain nombre de modifications. La structure de LhaaSim est schématisée en figure 5.13.

Tout comme EasySim, il est possible de simuler soit des flux de particules (mode CALIB), utilisé pour l’étude sur la taille des cuves, soit des gerbes (mode SHOWER) à partir des gerbes simulées par Aires ou Corsika.

Outre l’ajout d’une deuxième ramification pour les stations ED (scintillateurs), une autre différence réside dans la structure même du programme. En effet, le nombre de station (cuve ou scintillateur) est beaucoup plus grand dans LhaaSim, posant des problèmes de mémoire. Il n’est donc pas possible de définir un objet "Event" contenant toutes les stations, pour ensuite créer la liste de stations touchées "HitStation" après échantillonnage. Ainsi, trois objets distincts sont créés :

- **Event** : informations sur la particule primaire, l’énergie, les angles zénithal et azimutal,
- **HitStationMD** : liste des cuves touchées après échantillonnage des particules,
- **HitStationED** : liste des scintillateurs touchés après échantillonnage des particules.

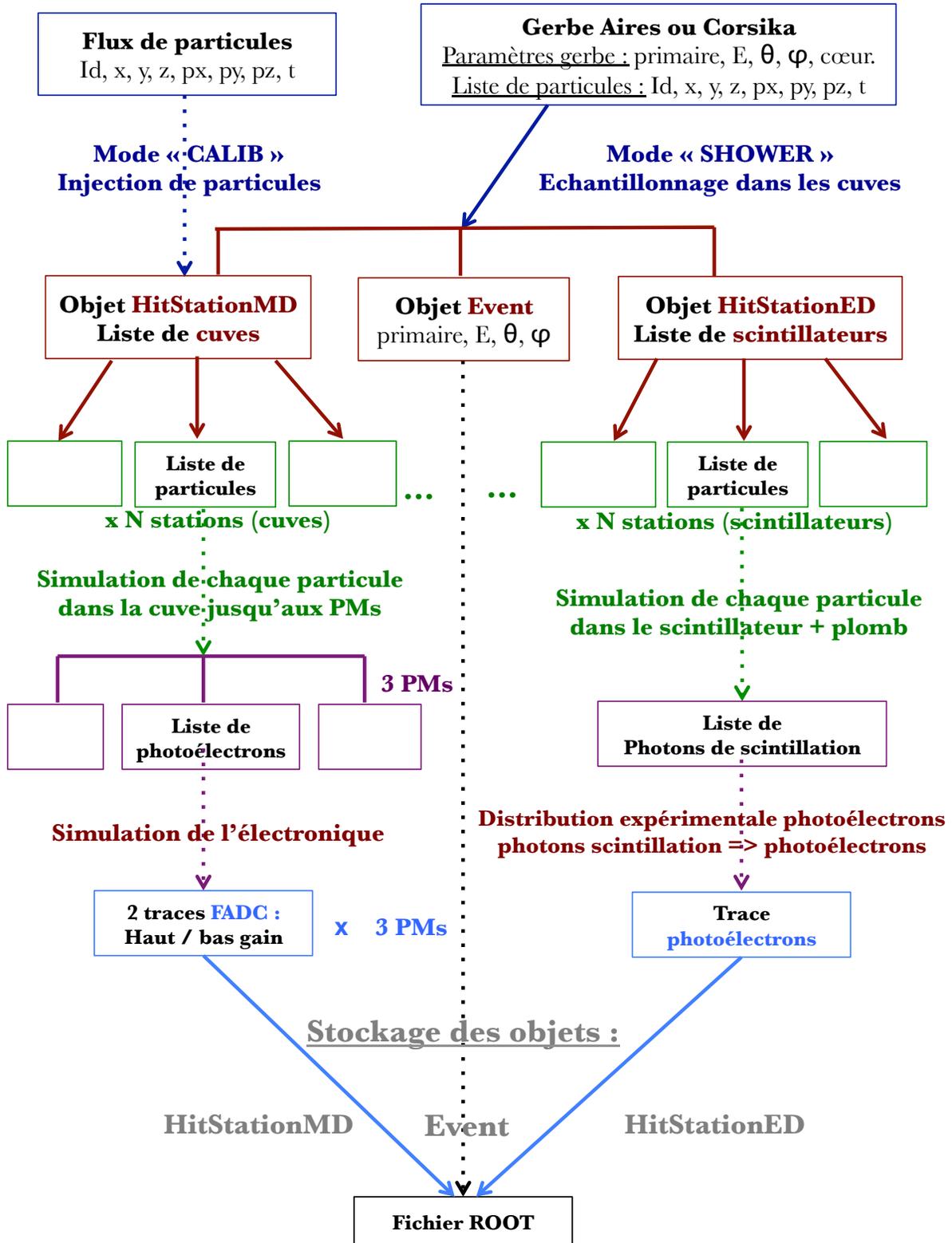


FIGURE 5.13 – Structure du programme de simulation de KM2A : LhaaSim.

5.4.2 Réseau MD

Le réseau MD est constitué d'environ 1200 cuves Cherenkov, d'un diamètre de 6,8 mètres pour 1,2 m de hauteur, espacées tous les 30 m. Pour la simulation de ce réseau, EasySim a été repris et modifié. Ainsi, la grille du réseau est modifiée passant de 1500 m à 30 m, les dimensions de la cuve sont fixées à 7,2 m de diamètre pour 1,2 m de hauteur. En effet, l'étude précédente montre que malgré une perte de signal significative avec ce diamètre de cuve, le signal reste tout à fait mesurable. D'autre part, le faible nombre de muons pour des gerbes de ce type d'énergie nous encourage à avoir une grande surface de détection. Enfin, la réflectivité du Tyvek est de 94% et la longueur d'absorption maximale de l'eau est fixée à 30 m. Un seul PM a été placé au centre de la cuve. Toute la simulation des particules dans la cuve Cherenkov est expliquée dans le Chapitre 3.

La nouveauté réside dans le fait que les cuves sont enterrées à 2,5 m de profondeur et sont recouvertes de terre. Cela devrait impliquer l'arrêt des particules électromagnétiques, ne laissant que les muons atteignent la cuve.

Simulation GEANT4 de la couche de terre

Afin de vérifier que la composante électromagnétique de la gerbe est absorbée par la terre, une simulation sous GEANT4 [102] a été réalisée. La terre étant composée à 60 % de silice (SiO_2), on peut prendre la silice pour simuler la terre, au premier ordre.

GEANT4 (GEometry ANd Tracking) est une plateforme logicielle, pour la simulation du passage de particules à travers la matière par la méthode de Monte-Carlo, développée par le CERN. C'est le premier de la série des logiciels GEANT à utiliser le C++ et les méthodes de programmation orientées objet.

Interaction des gammas

Simulation sous GEANT4 de 1000 gammas, d'énergie entre 10 MeV à 200 MeV, traversant une couche d'un mètre de silice. Les résultats de la simulation sont présentés en figure 5.14.

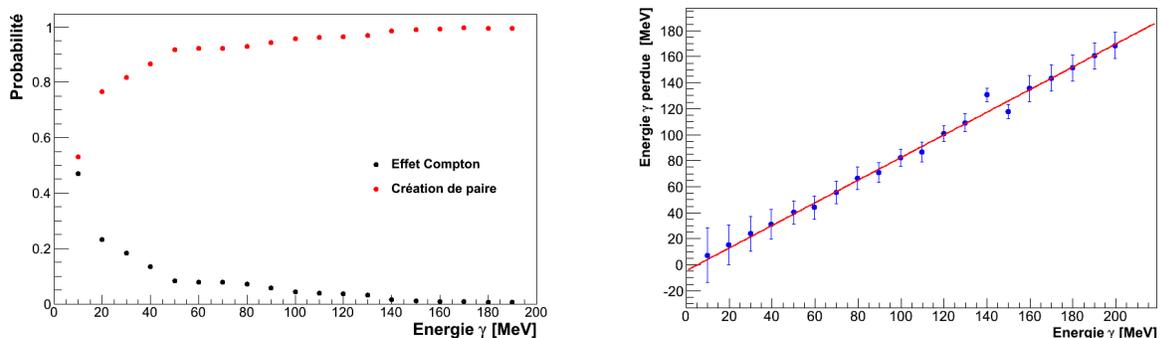


FIGURE 5.14 – Probabilités d'interaction de 1000 γ de 10 à 200 MeV dans un mètre de silice (à gauche). Énergie moyenne perdue par effet Compton (à droite).

Ces résultats montrent que tous les gammas ont interagit avec la silice, soit par effet Compton, soit par création de paire (cf. 5.14 à gauche). D'autre part, on constate que les gammas ayant interagit par effet Compton dans la silice ont perdu quasiment toute leur énergie (cf. figure de droite). Or, ce n'est pas un mais 2,50 mètres de terre qu'il y aura au-dessus des cuves. On imagine

aisément l'impact que cela aura sur la composante électromagnétique. Quant aux photons ayant fait une création de paire, ils ont donné toute leur énergie à un électron et un positron (*cf.* partie suivante sur l'interaction des électrons).

La partie suivante présente la perte d'énergie des électrons dans la silice.

Interaction des électrons

Les électrons qui arrivent au sol interagissent avec la matière principalement par ionisation. Afin de voir l'impact d'une couche de terre sur leur énergie, on utilise la relation de Bethe-Bloch [77]. Cette relation 5.2 donne la perte d'énergie dE d'un électron qui traverse un matériau d'épaisseur dx .

$$\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{\tau^2 (\tau + 2)}{2 \frac{I}{m_e c^2}} \right) + F(\tau) - \delta - 2 \frac{C}{Z} \right] \quad (5.2)$$

	$2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0,1535 \text{ MeV.cm}^2.g^{-1}$	ρ : densité de matériau
	I : potentiel d'ionisation	z : charge de la particule incidente (en unité de e)
	Z : numéro atomique du matériau	$\beta = \frac{v}{c}$ de la particule incidente
avec :	A : nombre de masse du matériau	$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$
	δ : correction des effets de densité de charge	C : correction des effets de liaison des électrons
	W_{max} : maximum d'énergie transféré dans une collision	τ : l'énergie cinétique de la particule [$m_e c^2$]

La figure 5.15 représente l'énergie moyenne perdue par les électrons en fonction de leur énergie cinétique, obtenue avec la formule 5.2, pour une épaisseur de 1 et 2 m de silice. Les paramètres de la silice ont été pris sur la référence [103].

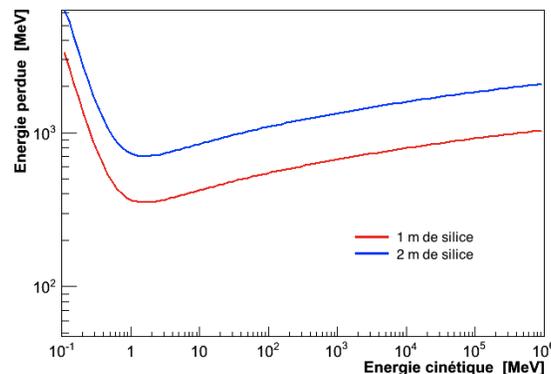


FIGURE 5.15 – Énergie moyenne perdue par les électrons dans une couche de 1 m ou 2 m de silice (Bethe-Bloch).

On constate que pour traverser un mètre de silice, il faudrait que les électrons aient au minimum une énergie de 650 MeV, et de 1350 MeV pour traverser 2 mètres. Autant dire que les électrons sont absorbés par la terre avant d'atteindre la cuve.

Ainsi, l'hypothèse faite dans la simulation de ne prendre en compte que les interactions des muons dans la cuve est totalement appropriée.

5.4.3 Réseau ED

Le réseau ED est composé d'environ 5000 scintillateurs en anthracène ($C_{14}H_{10}$) espacés tous les 15 m. Des plaques de plomb recouvrent les scintillateurs et le tout est placé dans une boîte en aluminium.

Cette partie est totalement nouvelle, nous allons donc développer plus en détails les différentes étapes de la simulation des particules dans l'ensemble "plomb-scintillateur". Dans la simulation, la boîte d'aluminium n'a pas été prise en compte, ni le fait que les scintillateurs soient composés de 16 blocs. Nous considérerons les scintillateurs comme des plaques de 1 m x 1 m x 1,5 cm. La figure 5.16 permet d'avoir une vue d'ensemble de la simulation des interactions des particules dans le plomb et le scintillateur.

A/ Simulation interactions des gammas

Dans un premier temps, le photon traverse la couche de plomb. Il a alors deux choix possibles :

1. traverser le plomb sans interaction,
2. interagir par l'un des trois processus : effet photo-électrique, effet Compton ou création de paire.

Probabilité d'interaction des gammas avec le plomb

Les probabilités d'interaction des photons, entre 0 et 5 GeV, avec une couche de 5 mm de plomb ont été tabulées au moyen de simulations avec GEANT4. 10 000 γ par énergie ont été simulés. La distribution est présentée en figure 5.17.

On constate que plus les photons sont énergétiques moins il y a de chance qu'ils interagissent avec le plomb. Le plomb dévoile ici tout son intérêt via les différentes interactions du photon en le traversant. En effet, le but ultime de ce réseau est de détecter les électrons et muons qui déposent leur énergie essentiellement par ionisation, les photons ne sont pas directement détectés. Or, la figure précédente montre que le plomb permet par création de paire de donner son énergie à un électron et un positron qui pourront, par la suite, être détectés dans le scintillateur.

Cas 1 : Pas d'interaction avec le plomb

Dans le cas où il n'y a pas interaction, alors il faut s'assurer que le photon puisse entrer dans le scintillateur. Il s'agit d'une vérification purement géométrique, en tenant compte de sa position et de sa direction (donnée par les cosinus directeurs : c_x, c_y, c_z), on regarde s'il coupe le plan commun entre plomb et scintillateur. Soit les coordonnées initiales du photon $(x, y, 5, c_x, c_y, c_z)$ avec $z=5$ mm, on se situe sur le haut de la couche de plomb. Pour s'assurer que le photon se trouve sur le plan du scintillateur, on calcule ses nouvelles coordonnées (x', y', z') où $z'=0$ (plan commun au scintillateur et au plomb).

$$\begin{cases} x' = x - \frac{z}{c_z} \times c_x \\ y' = y - \frac{z}{c_z} \times c_y \\ z' = 0 \end{cases} \quad (5.3)$$

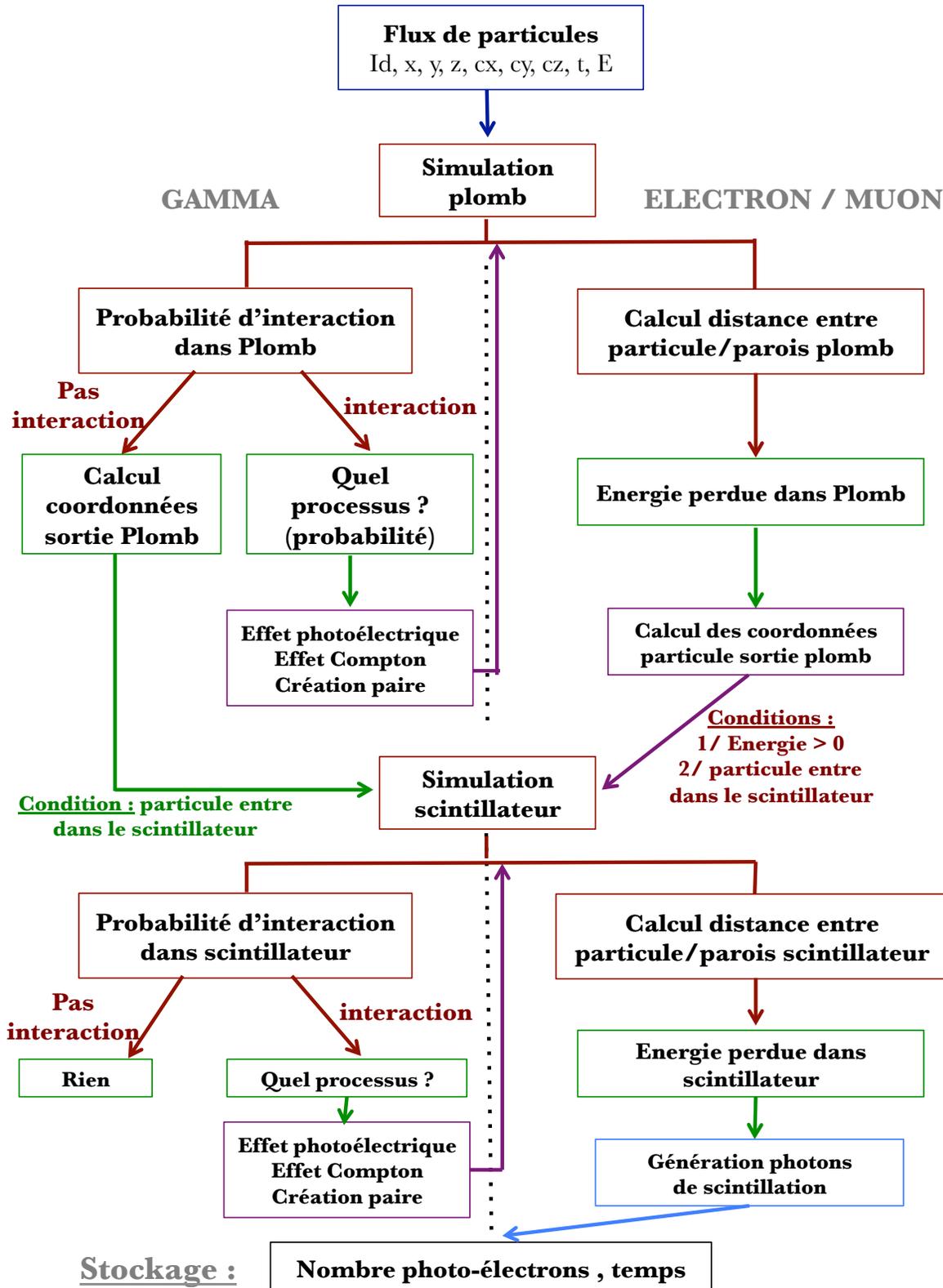


FIGURE 5.16 – Simulation des interactions des particules dans ED "plomb & scintillateur".

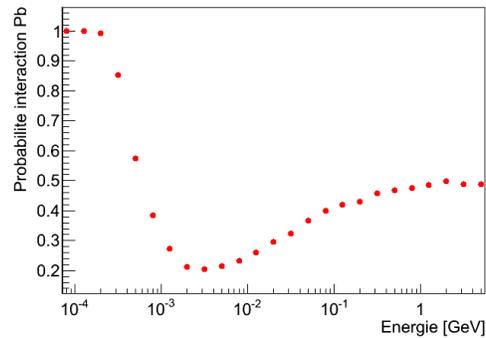


FIGURE 5.17 – Distribution de la probabilité d’interaction d’un gamma dans une couche de 5 mm de plomb - Simulation GEANT4 de 10000 γ pour chaque énergie entre 0 et 5 GeV-

Puis nous vérifions que $x' \in [-0, 5, 0, 5] m$ et $y' \in [-0, 5, 0, 5] m$. Enfin, le temps du photon est incrémenté en fonction de la distance parcourue $t' = t + \frac{\sqrt{(x'-x)^2+(y'-y)^2+(z'-z)^2}}{c}$ avec c la célérité de la lumière dans le vide.

Cas 2 : Probabilités des différents processus d’interaction

De la même manière, les probabilités de faire l’un des trois processus ont été tabulées avec GEANT4. Nous avons vu précédemment que pour une couche de 5 mm de plomb, il y avait assez peu d’interactions (notamment à haute énergie), nous laissant une faible statistique. Afin de palier cette difficulté, les simulations ont été faites en augmentant l’épaisseur de la couche de plomb à 3 mètres. Ceci n’effecte pas les résultats puisqu’il s’agit ici de tabuler les probabilités d’interaction, pas les pertes d’énergie. Les probabilités d’interaction par les trois différents processus sont présentées en figures 5.18 et 5.19.

Lorsque la simulation des processus est terminée, les nouvelles particules créées sont alors simulées dans le plomb jusqu’à atteindre le scintillateur ou sortir.

Possibilité 1 d’interaction γ : Effet photo-électrique

L’effet photo-électrique se produit lorsqu’un photon arrache un électron (de couche interne K ou L) lié d’un atome. L’atome qui a perdu un de ses électrons internes se trouve dans un état excité. Un électron d’une couche plus externe vient alors occuper la lacune laissée par l’électron éjecté. Le photon n’arrache un électron que si son énergie est supérieure à l’énergie de liaison de l’électron sur sa couche. L’énergie de l’électron arraché est alors celle du photon à laquelle il faut soustraire l’énergie de liaison E_l (dans le cas du plomb, $E_l = 4,25$ keV). L’électron créé est ensuite réinjecté avec ses nouvelles coordonnées, énergie et temps dans la simulation du plomb.

Contrairement au traitement des photons dans la cuve, l’effet photo-électrique n’est pas négligeable dans le plomb. En effet, son impact est d’autant plus fort que le numéro atomique Z de l’atome est grand. Les probabilités d’interaction dans le plomb par effet photo-électrique, tabulées à partir de simulation sur GEANT4, sont présentées en figure 5.18.

On constate que l’effet photo-électrique est prédominant pour les photons de faible énergie ($< MeV$).

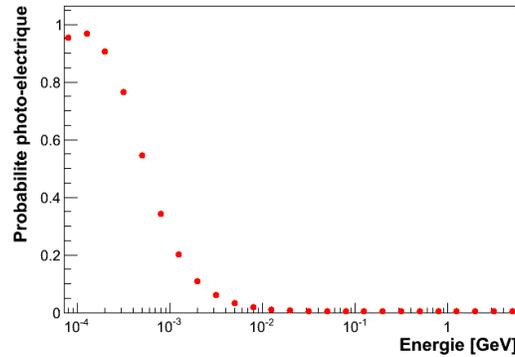


FIGURE 5.18 – Distribution de la probabilité d’interaction d’un gamma par effet photo-électrique dans une couche de plomb - Simulation GEANT4 de 10000 γ pour chaque énergie entre 0 et 5 GeV-

Possibilités 2 et 3 d’interaction γ : Effet Compton et création de paire

L’effet Compton et la création de paire sont décrits dans le chapitre 3, les probabilités de faire l’un de ces processus pour le plomb sont données en figure 5.19. Au terme de ces processus, l’électron et le photon pour l’effet Compton ou encore l’électron et le positron dans le cas de la création de paire sont réinjectés avec leurs nouveaux paramètres dans la simulation du plomb (*cf.* simulation des interactions des électrons).

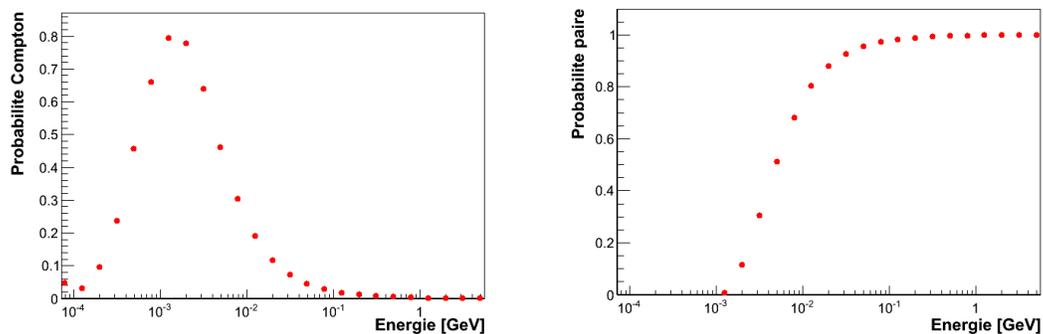


FIGURE 5.19 – Distribution de la probabilité d’interaction d’un gamma par effet Compton (à gauche) ou par création de paire (à droite) dans une couche de plomb - Simulation GEANT4 de 10000 γ pour chaque énergie entre 0 et 5 GeV-

Probabilité d’interaction des gammas avec le scintillateur

Les probabilités d’interaction des photons, entre 0 et 5 GeV, avec une couche de 1,5 cm d’anthracène (scintillateur) ont également été tabulées au moyen de simulations avec GEANT4. 10 000 gammas par énergie ont été simulés. La distribution est présentée en figure 5.20.

La figure montre que la probabilité d’interaction des gammas avec le scintillateur est très faible. En effet, le maximum est atteint pour les photons de quelques dizaines de keV avec une probabilité d’interaction de 26%. Les photons n’ayant pas interagit avec le scintillateur sont perdus. Encore

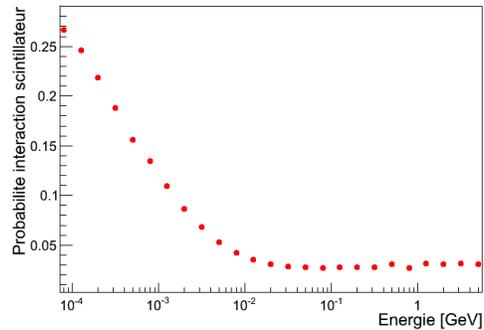


FIGURE 5.20 – Distribution de la probabilité d’interaction d’un gamma dans une couche de 1,5 cm d’antracène (scintillateur) - Simulation GEANT4 de 10000 gammas pour chaque énergie entre 0 et 5 GeV-

une fois, cela met en évidence l’intérêt de la couche du plomb qui soit fait perdre de l’énergie aux photons augmentant ainsi leur probabilité d’interaction dans le scintillateur, soit crée des électrons et positrons qui eux déposeront leur énergie par ionisation.

Probabilités des différents processus d’interaction

Contrairement au plomb, l’effet photo-électrique est négligeable dans le cas du scintillateur. Nous nous limiterons à la simulation de l’effet Compton et à la création de paire. Puisqu’il n’y a que deux processus, seul la probabilité de création de paire a été tabulée (cf. figure 5.21. La probabilité de faire un effet Compton étant déduite de la précédente (1 - probabilité paire).

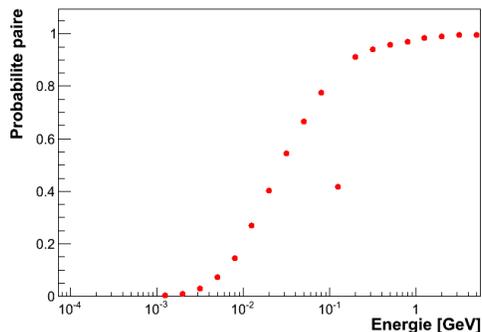


FIGURE 5.21 – Distribution de la probabilité d’interaction d’un gamma par création de paire dans le scintillateur - Simulation GEANT4 de 10000 gammas pour chaque énergie entre 0 et 5 GeV-

B/ Simulation interactions des électrons et muons

Les électrons et les muons perdent la quasi-totalité de leur énergie par ionisation. C’est justement par ionisation, que les électrons et les muons vont déposer l’énergie qui sera détectée par le scintillateur. Pour calculer les pertes d’énergie de ces particules, il est nécessaire de connaître la distance parcourue dans le matériau.

Calcul de la distance à parcourir

La distance de parcourt des particules dans les materiaux (plomb ou scintillateur) s'obtient grâce à leurs coordonnées ainsi que leurs directions. En effet, il s'agit de calculer la distance entre la particule et les différents plans du materiau.

Soit (x,y,z) les coordonnées de la particule et (c_x, c_y, c_z) ses cosinus directeurs. On distingue deux cas pour le calcul de la distance d à parcourir par la particule avant d'atteindre l'une des parois du matériau : les plans latéraux d_L et les plans du dessus/dessous d_D .

1/ Plans latéraux

Si la somme des carrés des cosinus directeurs $c_x^2 + c_y^2$ n'est pas nulle, alors la distance entre la particule et les parois latérales est :

$$d_L = \frac{-x.c_x - y.c_y + \sqrt{(x.c_x + y.c_y)^2 + (0.5^2 - x^2 - y^2)(c_x^2 + c_y^2)}}{c_x^2 + c_y^2} \quad (5.4)$$

Dans le cas où $c_x^2 + c_y^2$ est nulle, alors $d_L = \infty$

2/ Plans dessus-dessous

Pour le calcul de la distance de la particule aux plans dessus/dessous, on distingue deux cas :

1. Si $c_z < 0$ alors $d_D = -\frac{z}{c_z}$,
2. Si $c_z > 0$ alors $d_D = \frac{H_{scint}-z}{c_z}$ avec $H_{scint} = 1,5$ cm la hauteur du scintillateur.

Énergie perdue par ionisation

Dans le cas des électrons, l'énergie perdue par ionisation est donnée par la relation de Bethe-Bloch 5.2 avec différents paramètres suivant si l'on est dans le plomb A ou l'antracène A. Pour les muons, on prend la relation de Bethe-Bloch d'origine (5.5) sans les modifications apportées en raison de la faible masse des électrons. En effet, comme les muons sont plus massiques on peut faire l'hypothèse qu'ils ne seront pas déviés durant la collision [77].

$$\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2 m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2 \frac{C}{Z} \right] \quad (5.5)$$

avec :

$2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0,1535 \text{ MeV.cm}^2.g^{-1}$	ρ : densité de matériau
I : potentiel d'ionisation	z : charge de la particule incidente (en unité de e)
Z : numéro atomique du matériau	$\beta = \frac{v}{c}$ de la particule incidente
A : nombre de masse du matériau	$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$
δ : correction des effets de densité de charge	C : correction des effets de liaison des électrons
W_{max} : maximum d'énergie transféré dans une collision	

Lorsque l'on sort du plomb, il faut s'assurer que la particule en tenant compte de sa position et sa direction ne sortira pas par la paroi latérale, afin d'entrer dans le scintillateur.

Conversion énergie déposée en photons de scintillation

Une fois que l'on connaît l'énergie perdue par ionisation dans le scintillateur, nous pouvons la convertir en photons de scintillation. Il faut toutefois tenir compte de l'efficacité de scintillation de l'anthracène, c'est-à-dire la quantité d'énergie nécessaire pour créer un photon de scintillation. Pour l'anthracène, l'énergie minimale est de 65 keV.

La référence [104] tabule le nombre de photons de scintillation créés en fonction de l'énergie déposée dans les scintillateurs. Dans le cas de l'anthracène, 11 600 photons sont créés par MeV. En considérant que l'efficacité de collecte de l'anthracène est de 55 % (perte de photons de scintillation), cela ramène à 8000 photons par MeV d'énergie déposée.

Conversion photons de scintillation en photo-électrons

Pour convertir les photons de scintillation en un nombre de photo-électrons, il faudrait dans l'idéal simuler toutes les réflexions des photons sur les parois et regarder quand ils touchent une fibre optique. Ensuite en tenant compte des pertes d'énergie dans la fibre optique, ce que l'on connaît très mal, il faudrait simuler les interactions avec la photocathode du PM, *etc.* Ceci est assez long, complexe et nous avons trop peu d'informations pour être précis. C'est pourquoi nous avons choisi d'utiliser les résultats expérimentaux réalisés avec un scintillateur à l'IHEP (Beijing, Chine).

Les collègues chinois nous ont fournis la distribution du nombre de photo-électrons N_{pe} créés par l'interaction d'une particule dans le scintillateur [105]. Cette distribution est une fonction de Landau dont la moyenne est à 25 pe et le $\sigma = 4,28$ pe. La fin de la simulation a donc été simplifiée en prenant une valeur aléatoire sur la fonction de Landau pour chaque particule déposant de l'énergie dans le scintillateur.

5.4.4 Application : Détection d'une gerbe de proton

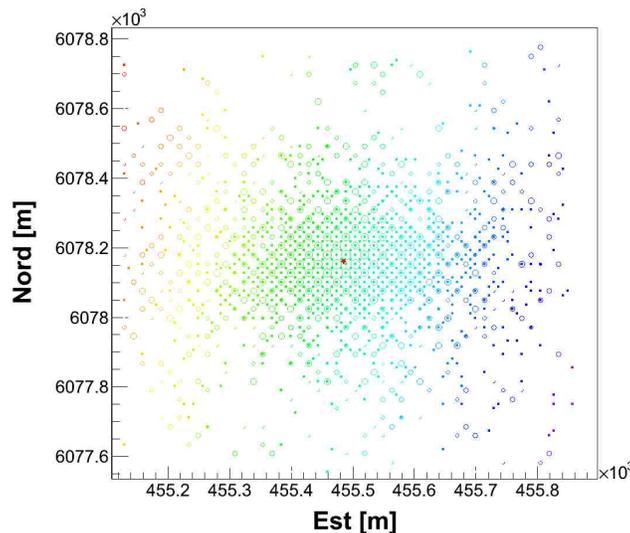


FIGURE 5.22 – Exemple de détection d'une gerbe de proton à 10^{15} eV, $\theta = 11,3^\circ$ par KM2A. Simulation avec LhaaSim.

Maintenant que le programme LhaaSim est présenté, prenons l'exemple d'une gerbe de proton dont la première interaction a lieu à 19 km, l'énergie du proton est de 1500 TeV, la gerbe est incli-

née d'un angle $\theta = 11,3^\circ$. La figure 5.22 présente l'impact de cette gerbe sur le détecteur KM2A. Les cercles constituent le réseau MD et les points le réseau ED. Les différentes couleurs correspondent aux temps de détection des différentes stations (cuve ou scintillateur), ainsi on peut voir la direction de la gerbe. Une étoile rouge marque le coeur de la gerbe.

Profils en temps des photo-électrons

Des exemples de profils en temps des photo-électrons, en sortie du PM, sont représentés en figure 5.23.

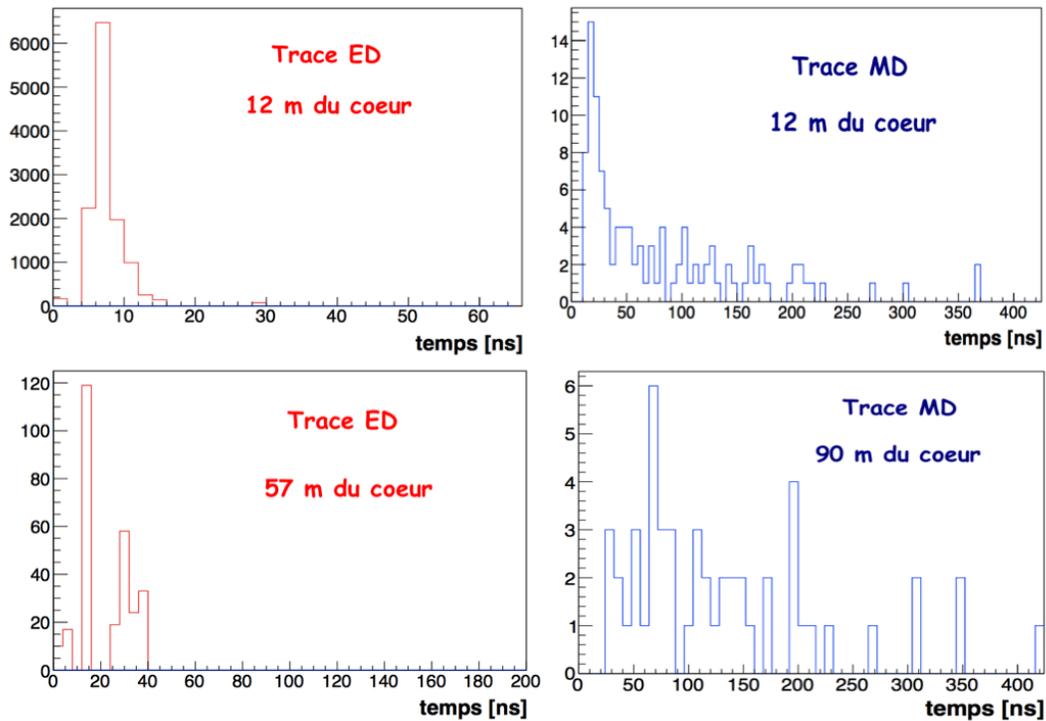


FIGURE 5.23 – Exemples de profils en temps des photo-électrons en sortie du PM, pour les réseaux MD et ED, à différentes distances du coeur de la gerbe.

On constate que pour les cuves situées près du coeur de la gerbe, les profils mesurés sont concentrés sur une petite fenêtre en temps (jusqu'à 250 ns pour 14 m). En revanche, pour des cuves plus distantes, les profils sont plus étendus pouvant atteindre 450 ns. Ces signaux simulés sont importants pour la R&D de l'électronique, ils renseignent sur les fenêtres temporelles nécessaires à la détection.

Distributions des profils latéraux

Des exemples de distribution de profils latéraux sont présentés en figure 5.24, à gauche pour le MD et à droite pour le ED. Ils sont ajustés par une LDF de type NKG (cf. 2.3.5).

On constate effectivement que le nombre de muons est très faible en comparaison avec les gerbes de l'Observatoire Auger.

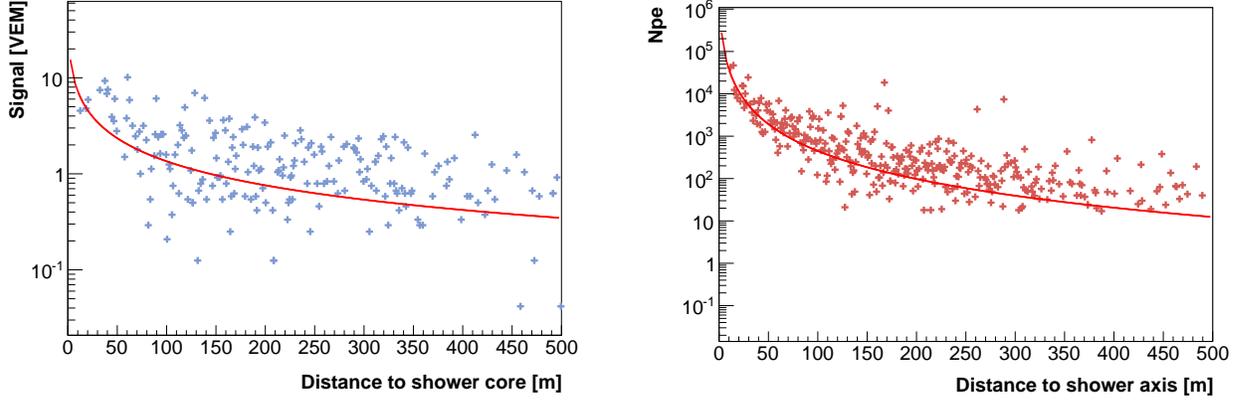


FIGURE 5.24 – Exemples de distributions des profils latéraux MD (à gauche) et ED (à droite) d’une gerbe de proton à 10^6 GeV.

5.5 Sensibilité de LHAASO aux gammas

La dernière étape est l’évaluation de la sensibilité de KM2A aux gammas de haute énergie. La sensibilité de LHAASO a été estimée, avec une simulation rapide, par les collègues chinois de l’IHEP (cf. figure 5.2). Maintenant que KM2A est simulé en détail, il est intéressant de calculer sa sensibilité avec plus de précision entre 10^4 et 10^6 GeV.

5.5.1 Le facteur de qualité Q

On s’intéresse à une source de gamma dont le bruit de fond est constitué par les rayons cosmiques, le signal de la source gamma s’écrit donc :

$$S = \frac{(N_\gamma + N_{RC}) - N_{RC}}{\sqrt{N_{RC}}} = \frac{N_\gamma}{\sqrt{N_{RC}}} \quad (5.6)$$

soit le signal mesuré (gamma + rayon cosmique) ; auquel on retranche la composante rayon cosmique, puis on normalise. Il s’agit du cas où il n’y a pas de discrimination gamma/hadron. Avec KM2A, on a montré précédemment qu’il y aura une discrimination, on multiplie alors ce signal par le facteur de qualité Q [106].

$$S(> E) = \frac{N_\gamma}{\sqrt{N_{RC}}} Q = \frac{N_\gamma}{\sqrt{N_{RC}}} \frac{\epsilon_\gamma}{\sqrt{1 - \epsilon_{RC}}} \quad (5.7)$$

avec ϵ_γ et ϵ_{RC} l’efficacité d’identification respectivement d’un gamma ou d’un rayon cosmique induit par une gerbe. Plus on distingue facilement les populations muonique et électronique (cf. figure 5.25), plus le facteur Q est grand, et donc plus la sensibilité est bonne.

Les populations de gammas et de rayons cosmiques sont données par les relations 5.8 et 5.9.

$$N_\gamma(> E) = n_{1y} \int_{\Delta T} dt \int_{\Delta E} dE A_{eff}^\gamma(E, \theta(t)) \cos \theta(t) \Phi_\gamma^{crab}(E) \xi(\delta\Omega) \quad (5.8)$$

$$N_{RC}(> E) = n_{1y} \int_{\Delta T} dt \int_{\Delta E} dE A_{eff}^{RC}(E, \theta(t)) \cos \theta(t) I_{RC}(E) \delta\Omega \quad (5.9)$$

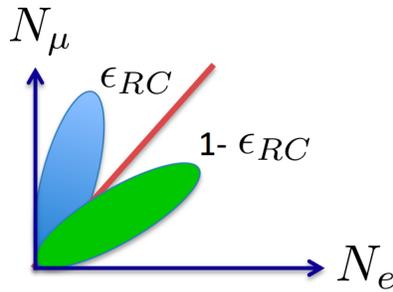


FIGURE 5.25 – Composante muonique (bleu) en fonction de la composante électronique (vert). Plus les deux populations sont disjointes, plus le facteur Q est grand (bonne discrimination).

Ces relations soulignent l'importance de la résolution angulaire (meilleur rapport signal/bruit), ainsi que de l'acceptance du détecteur, pour avoir une bonne sensibilité.

5.5.2 Évaluation du facteur de qualité Q du KM2A

La méthode pour calculer les efficacités d'identification ϵ_γ et ϵ_{RC} est assez simple. Il suffit de tracer, gerbe par gerbe, le nombre de muons détectés en fonction du nombre d'électrons (cf. 5.25). En effet, pour une gerbe initiée par un gamma, nous attendons très peu de muons, contrairement à une gerbe générée par un proton.

Production de gerbes Corsika

Pour déterminer les facteurs de qualité de KM2A, 3000 gerbes par angle (6 bins de 0 à 45°) et par énergie (10 bins de 10^4 à 10^6 GeV) ont été simulées avec la grille de calcul de l'IPN Orsay avec le programme de simulation des gerbes atmosphériques Corsika (cf. section ??). Les simulations des gerbes ont été réalisées avec les modèles QSGJET II et GEISHA. Un exemple de carte d'entrée Corsika, utilisé pour nos simulations, est présenté en annexe B.1.

Distribution du nombre de stations passant les seuils

De la même manière que pour le réseau Auger, nous devons placer des seuils de déclenchement aux stations (cuve ou scintillateur) pour ne prendre en compte que celles qui ont mesuré un signal physique. Le choix du seuil a été fixé à 1 VEM pour le signal des cuves et seuls les scintillateurs qui mesurent un nombre de photo-électrons supérieur à 18 sont conservés. La figure 5.26 montre le nombre moyen de cuves (à gauche) ou de scintillateurs (à droite) ayant passé ces seuils, en fonction de l'énergie et de l'angle des gerbes de proton (en haut) ou de photon (en bas).

La figure 5.26 montre que le nombre de stations touchées (scintillateur ou cuve) augmente avec l'énergie de la gerbe. En revanche, il ne semble y avoir de corrélation entre le nombre de stations détecté et l'angle zénithal de la gerbe.

Nombre de muons et d'électrons de la gerbe

Le nombre total de muons de la gerbe n'est pas disponible avec la simulation. En revanche, la somme du signal (en VEM), proportionnelle au nombre de muons, donnera une bonne idée. Seuls les signaux des cuves supérieurs à 1 VEM sont comptabilisés.

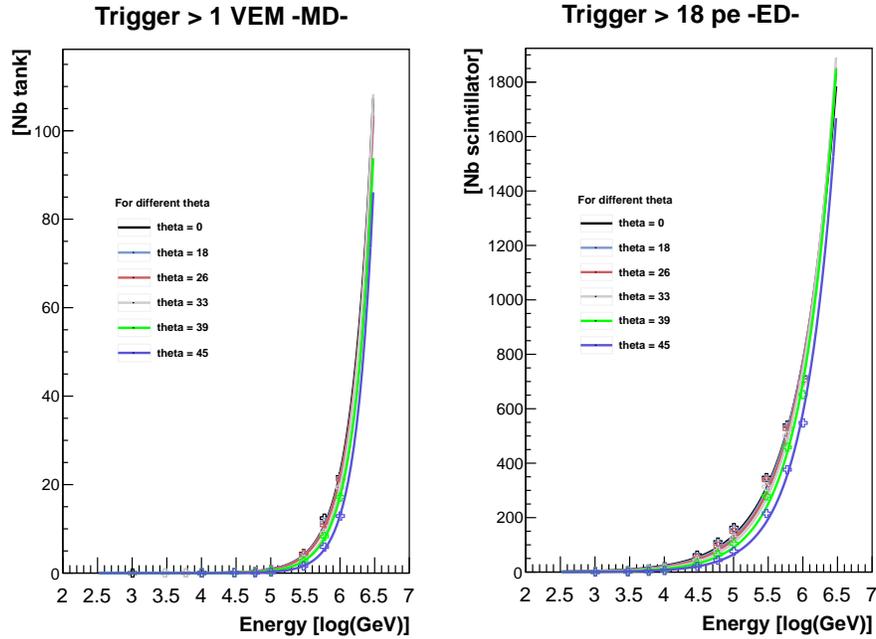


FIGURE 5.26 – Distribution du nombre moyen de stations, cuves (à gauche) ou scintillateurs (à droite), ayant respectivement un signal > 1 VEM ou un $N_{pe} > 18$ en fonction de l'énergie des gerbes et de l'angle zénithal pour des gerbes initiées par un proton.

De la même manière, le nombre d'électrons de la gerbe n'est pas accessible directement mais peut être estimé en utilisant le nombre de photo-électrons créés. Pour cela, on normalise le nombre total de photo-électrons par le nombre moyen (fonction de Landau) produits par particule.

La figure 5.27 présente la distribution du nombre de muons en fonction du nombre d'électrons, pour toutes les énergies et les angles confondus. On constate une séparation entre proton et photon qui montre une bonne discrimination gamma/hadron.

Calcul du facteur Q

Des exemples de distributions du nombre de muons en fonction du nombre d'électrons pour des énergies de 10^4 et 10^5 GeV sont présentés en figure 5.28.

A partir de ces distributions et de la relation $\frac{\epsilon_\gamma}{\sqrt{1-\epsilon_{RC}}}$, nous pouvons calculer la valeur du facteur Q aux différentes énergies. Les résultats sont reportés dans le tableau 5.1.

Energie [GeV]	10^4	3×10^4	6×10^4	10^5	3×10^5	6×10^5	10^6
Facteur Q	4,2	6,5	8,9	9,2	9,8	infini	infini

TABLE 5.1 – Calcul du facteur Q de LHAASO-KM2A calculé pour des énergies de 10^4 à 10^6 GeV.

Les facteurs de qualité évalués pour la gamme d'énergie du détecteur KM2A de LHAASO (10^4 à 10^6 GeV) montrent une discrimination complète entre gamma et proton dès 10^5 GeV. Ces facteurs de qualité constituent le premier élément conduisant à l'estimation de la sensibilité aux gammas.

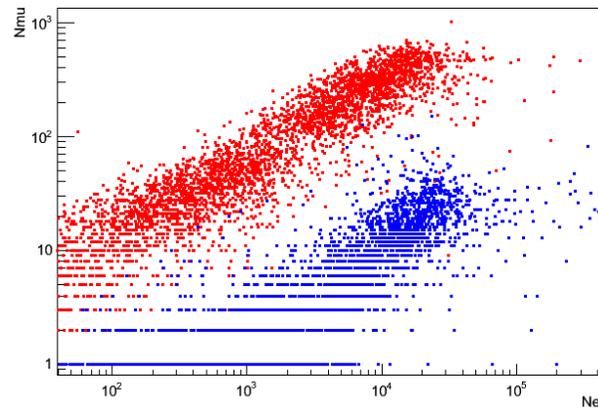


FIGURE 5.27 – Distribution du nombre de muons en fonction du nombre d'électrons, pour les simulations de gerbes générées par un proton (rouge) ou par un photon (bleu) à tous angles et énergies confondus.

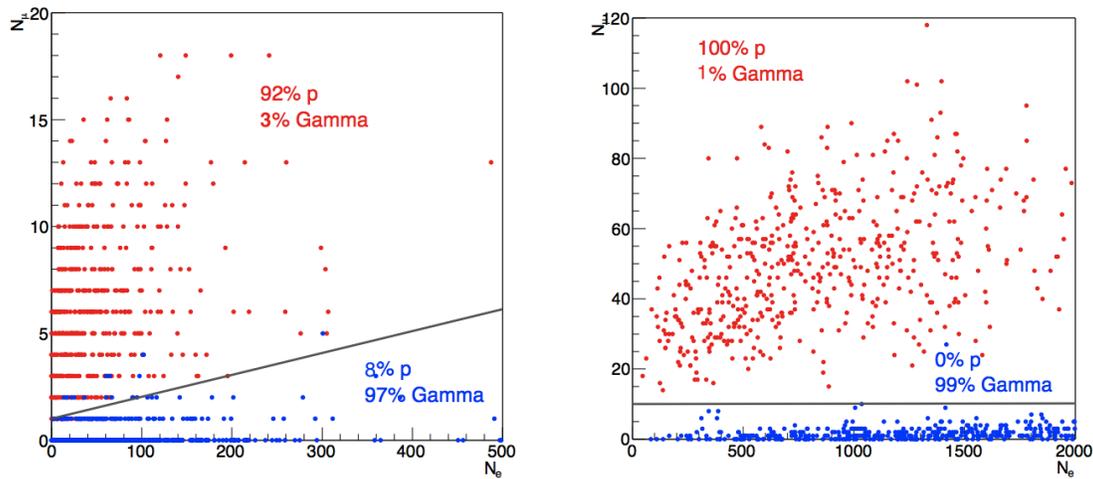


FIGURE 5.28 – Distribution du nombre de muons en fonction du nombre d'électrons, pour les simulations de gerbes générées par un proton (rouge) ou par un photon (bleu) à tous angles confondus et pour une énergie de 10^4 (à gauche) et 10^5 GeV (à droite).

5.5.3 Calcul de la sensibilité

La sensibilité du détecteur KM2A aux gammas est déterminée par la relation 5.7. Maintenant que nous avons les valeurs du facteur de qualité, il reste à prendre en compte l'acceptance et la résolution angulaire. Comme nous l'avons vu précédemment, pour chaque gerbe simulée, nous avons toujours plusieurs stations qui passent les seuils fixés respectivement à 1 VEM pour les cuves et à 18 photo-électrons dans le cas des scintillateurs. Ainsi nous pouvons prendre en première approximation, une acceptance de 100%.

En prenant en compte une résolution angulaire de $0,5^\circ$, nous pouvons calculer la sensibilité de KM2A aux gammas pour des énergies de 10^4 à 10^6 GeV. Le résultat est présenté en figure 5.29.

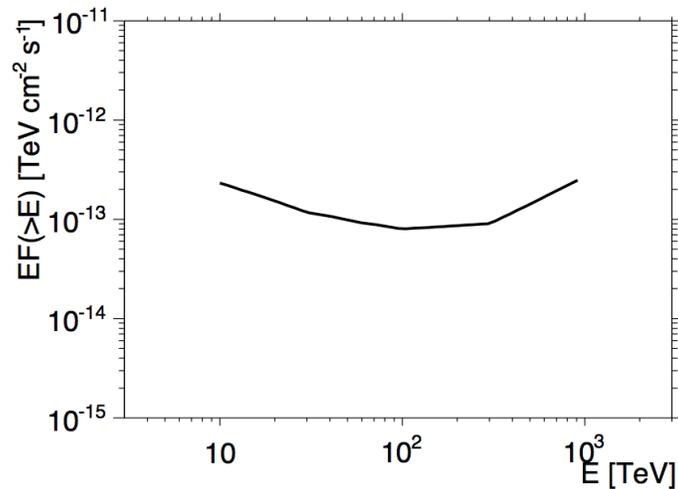


FIGURE 5.29 – Comparaison du calcul de la sensibilité du KM2A aux gammas entre 10^4 et 10^6 GeV.

En comparant notre calcul de la sensibilité avec les estimations réalisées à l’IHEP (Chine), nous constatons des différences notables. Même si nous observons une valeur commune de la sensibilité à 10 TeV, pour toutes les autres énergies la sensibilité est moins bonne que celle habituellement présentée par nos collègues de l’IHEP 5.2. Ce résultat était à prévoir au regard de la différence des valeurs du facteur Q , les nôtres étant toujours inférieures.

Toutefois, il est important de noter que notre calcul de la sensibilité est un résultat préliminaire, nous aurions besoin de davantage de statistique et de prendre plus de *bins* d’énergie pour tracer la courbe de sensibilité avec une meilleure précision. De plus, ne connaissant pas bien les caractéristiques du détecteur KM2A, nous avons défini des seuils de déclenchement des stations, qui pourraient être optimisés. Ces derniers ont une incidence sur le facteur Q et ainsi sur la sensibilité. Enfin, il semblerait que nous n’ayant pas utilisé le même modèle lors de la simulation des gerbes atmosphérique. Ainsi, pour statuer sur la discordance de ces deux comportements, une étroite collaboration avec le groupe de l’IHEP serait bénéfique.

Conclusion

Depuis un demi siècle, les rayons cosmiques d’ultra-haute énergie continuent d’entretenir le mystère autour de leur origine, des mécanismes qui leur confèrent de telles énergies mais aussi sur leur nature. En effet, ces particules sont extrêmement rares (une particule par km^2 et par siècle au-delà de 10^{20} eV), constituant un véritable obstacle à leur étude. Les progrès technologiques aidant, les cinquantes dernières années voient apparaître de nombreuses expériences tentant de répondre à ces interrogations. L’observatoire Pierre Auger, le plus grand observatoire jamais réalisé, dispose d’une surface de détection de 3000 km^2 et associe deux techniques indépendantes, un réseau de détecteurs constitué de 1600 cuves à effet Cherenkov couplé à 24 télescopes de fluorescence. Ces deux éléments lui confèrent une efficacité de détection ainsi qu’une capacité à reconstruire les événements d’énergie supérieure à 3×10^{18} eV. Parmi les résultats marquants, nous pouvons retenir :

- le spectre en énergie des rayons cosmiques, qui mériterait de figurer parmi les 7 merveilles de la physique, s’étendant sur plus de 32 ordres de grandeur en flux et 12 en énergie. Une diminution brutale du flux de rayons cosmiques a été observée vers $10^{19,4}$ eV et pourrait confirmer la coupure GZK si toutefois il s’agit de proton.
- L’étude de la composition des rayons cosmiques les plus énergétiques est un sujet contre-versé. En effet, l’observatoire Pierre Auger montre un alourdissement de la composition à partir de $10^{18,4}$ eV qui n’est pas confirmé par TA ou Hires. Toutefois, ces études nécessitent plus de statistiques aux plus hautes énergies pour confirmer les résultats d’Auger.
- l’étude des directions d’arrivée des rayons cosmiques pourrait correspondre à une anisotropie d’origine galactique jusqu’au genou (3×10^{15} eV) et d’origine extragalactique au-delà de 10^{19} eV.

Malgré toutes ces découvertes, certaines questions demeurent. Ces dernières pourraient trouver des réponses par l’étude de la composition des rayons cosmiques au-delà de 10^{18} eV. En effet, nous pourrions ainsi statuer sur la coupure du flux : GZK ou épuisement des sources ? D’autre part, cela permettrait également de contraindre les modèles sur les mécanismes d’accélération ainsi que sur les sites de production. La composition joue donc un rôle essentiel.

Les contradictions concernant l’alourdissement de la composition déduites des mesures de X_{max} par les télescopes à fluorescence souffrent de la faible statistique et motivent la mise en place de méthodes utilisant le réseau de surface de l’observatoire Auger avec un cycle utile de 100%. Ne disposant plus du profil longitudinal des gerbes donnant accès à la variable X_{max} , ces méthodes fondent leur estimateur de composition sur l’identification de la composante muonique des gerbes atmosphériques. La difficulté tient du fait que le signal mesuré par les cuves de l’Observatoire Pierre Auger relève d’un mélange entre les particules électromagnétiques et les muons. Il existe actuellement plusieurs méthodes dans la collaboration mais elles présentent toutes des limitations, se restreignant à une distance de 1000 m ou à de grands angles pour éliminer la composante électromagnétique. La méthode présentée dans ce manuscrit vise à étendre le domaine d’application. Malheureusement, notre méthode souffre également du compromis nécessaire à l’élimination de

la composante électromagnétique. Cependant la gamme d'application n'est pas limitée à 1000 m mais plutôt entre 1200 m et 2000 m.

Bien que notre méthode porte en soi des limites, les résultats déduits de cette analyse mettent en évidence une corrélation entre la fraction muonique et la distance à l'axe de la gerbe. Nous pouvons identifier un comportement commun aux différents angles zénithaux composé de trois phases :

- **Distance < 1400 m** : un déficit des muons dans les simulations,
- **Distance = [1400,2000] m** : les données semblent en accord avec le proton,
- **Distance > 2000 m** : à nouveau un déficit des muons dans les simulations.

Cette analyse confirme la mauvaise reproduction des modèles hadroniques dans les simulations observée à de nombreuses reprises mais elle met en évidence un fait nouveau. Jusqu'alors, les études font état d'un déficit du signal hadronique dans les simulations. Or, il semblerait que ce déficit soit corrélé à la distance à l'axe de la gerbe. Ce nouvel élément peut être une piste pour comprendre et ainsi corriger la simulation des interactions hadroniques.

Finalement, nous retenons de cette étude qu'avec le réseau de cuves actuel, il n'est pas possible d'avoir une méthode qui reproduit efficacement le signal des muons sur toutes les gammes de distance et d'angle. Ainsi si nous voulons aller plus loin dans l'étude de la composition avec le réseau de surface, il est nécessaire de pouvoir identifier plus précisément le signal muonique. Quelques projets d'*upgrade* de l'observatoire vont dans ce sens.

La deuxième partie concerne le projet d'observatoire LHAASO en Chine. Ce dernier s'intéresse à l'étude des gammas supérieurs à 30 TeV, qui signeraient l'accélération de protons dans la galaxie, donnant ainsi des informations indirectes sur les rayons cosmiques. D'autre part, l'observatoire vise à étudier les rayons cosmiques entre 10 TeV et 1 EeV, région où le spectre en énergie présente une rupture. Cette région nécessite de pouvoir discriminer les gerbes initiées par les gammas des rayons cosmiques. A ce titre, l'un des détecteur de LHAASO, le KM2A utilise un réseau de cuves Cherenkov enterrées, pour éliminer la composante électromagnétique, couplé à un réseau de scintillateurs sur une surface d'1 km². Après avoir simulé ce détecteur, nous nous avons calculé sa sensibilité aux gammas entre 10 TeV et 1 PeV. La comparaison avec la sensibilité estimée par nos collègues de l'IHEP montre des différences notables. Ces dernières peuvent être expliquées par le choix des seuils de déclenchement des stations ou encore par la différence des modèles utilisés dans la simulation des gerbes. D'autres analyses sont nécessaires pour pouvoir statuer sur ces écarts.

Annexe A

Tables interaction des muons dans les matériaux

Cette annexe recense des documents tabulant les interactions des muons dans différents matériaux :

- **La silice** : pour étudier les pertes d'énergie dans la terre KM2A - MD (LHAASO),
- **L'anthracène** : pour les scintillateurs du détecteur KM2A - ED,
- **Le plomb** : pour la plaque de plomb recouvrant les scintillateurs de KM2A - ED.

Ces tables contiennent les paramètres nécessaires à l'évaluation des pertes d'énergie des muons par ionisation via la relation de Bethe-Bloch.

Table 014: Muons in Silicon

Z	A [g/mol]	ρ [g/cm ³]	I [eV]	a	$k = m_s$	x_0	x_1	\bar{C}	δ_0
14 (Si)	28.0855 (3)	2.329	173.0	0.14921	3.2546	0.2015	2.8716	4.4355	0.14
T	p [MeV/c]	Ionization	Brems	Pair prod [MeV cm ² /g]	Photonucl	Total	CSDA range [g/cm ²]		
10.0 MeV	4.704×10^1	6.363				6.363	8.779×10^{-1}		
14.0 MeV	5.616×10^1	4.987				4.987	1.595×10^0		
20.0 MeV	6.802×10^1	3.912				3.912	2.969×10^0		
30.0 MeV	8.509×10^1	3.047				3.047	5.905×10^0		
40.0 MeV	1.003×10^2	2.608				2.608	9.476×10^0		
80.0 MeV	1.527×10^2	1.965				1.965	2.770×10^1		
100. MeV	1.764×10^2	1.849				1.849	3.822×10^1		
140. MeV	2.218×10^2	1.737				1.737	6.064×10^1		
200. MeV	2.868×10^2	1.678				1.678	9.590×10^1		
273. MeV	3.633×10^2	1.664			0.000	1.664	<i>Minimum ionization</i>		
300. MeV	3.917×10^2	1.665			0.000	1.666			
400. MeV	4.945×10^2	1.681			0.000	1.681	2.157×10^2		
800. MeV	8.995×10^2	1.767	0.000		0.000	1.768	4.475×10^2		
1.00 GeV	1.101×10^3	1.803	0.000		0.000	1.804	5.595×10^2		
1.40 GeV	1.502×10^3	1.860	0.001	0.000	0.001	1.862	7.776×10^2		
2.00 GeV	2.103×10^3	1.922	0.001	0.001	0.001	1.924	1.094×10^3		
3.00 GeV	3.104×10^3	1.991	0.002	0.001	0.001	1.995	1.604×10^3		
4.00 GeV	4.104×10^3	2.038	0.003	0.002	0.002	2.045	2.099×10^3		
8.00 GeV	8.105×10^3	2.145	0.006	0.006	0.004	2.162	3.994×10^3		
10.0 GeV	1.011×10^4	2.177	0.009	0.009	0.005	2.199	4.911×10^3		
14.0 GeV	1.411×10^4	2.224	0.013	0.014	0.006	2.257	6.705×10^3		
20.0 GeV	2.011×10^4	2.270	0.020	0.023	0.009	2.322	9.325×10^3		
30.0 GeV	3.011×10^4	2.319	0.033	0.040	0.013	2.405	1.355×10^4		
40.0 GeV	4.011×10^4	2.352	0.046	0.059	0.017	2.474	1.765×10^4		
80.0 GeV	8.011×10^4	2.427	0.105	0.142	0.033	2.707	3.308×10^4		
100. GeV	1.001×10^5	2.451	0.136	0.187	0.040	2.814	4.033×10^4		
140. GeV	1.401×10^5	2.485	0.200	0.279	0.056	3.021	5.404×10^4		
200. GeV	2.001×10^5	2.522	0.300	0.425	0.080	3.328	7.295×10^4		
300. GeV	3.001×10^5	2.563	0.472	0.675	0.119	3.831	1.009×10^5		
400. GeV	4.001×10^5	2.593	0.651	0.935	0.159	4.338	1.255×10^5		
582. GeV	5.816×10^5	2.631	0.982	1.417	0.232	5.263	<i>Muon critical energy</i>		
800. GeV	8.001×10^5	2.664	1.389	2.003	0.322	6.379			
1.00 TeV	1.000×10^6	2.687	1.770	2.551	0.404	7.413	2.301×10^5		
1.40 TeV	1.400×10^6	2.723	2.535	3.645	0.573	9.476	2.777×10^5		
2.00 TeV	2.000×10^6	2.760	3.708	5.319	0.830	12.617	3.324×10^5		
3.00 TeV	3.000×10^6	2.804	5.670	8.101	1.270	17.846	3.988×10^5		
4.00 TeV	4.000×10^6	2.836	7.662	10.917	1.718	23.134	4.478×10^5		
8.00 TeV	8.000×10^6	2.913	15.713	22.251	3.581	44.458	5.704×10^5		
10.0 TeV	1.000×10^7	2.938	19.777	27.954	4.539	55.209	6.107×10^5		
14.0 TeV	1.400×10^7	2.977	27.892	39.323	6.510	76.704	6.719×10^5		
20.0 TeV	2.000×10^7	3.019	40.156	56.460	9.536	109.172	7.372×10^5		
30.0 TeV	3.000×10^7	3.067	60.546	84.985	14.778	163.377	8.116×10^5		
40.0 TeV	4.000×10^7	3.102	81.023	113.592	20.152	217.870	8.644×10^5		
80.0 TeV	8.000×10^7	3.188	163.133	228.110	42.660	437.091	9.915×10^5		
100. TeV	1.000×10^8	3.216	204.290	285.430	54.310	547.247	1.032×10^6		

Table 082: Muons in Lead

Z	A [g/mol]	ρ [g/cm ³]	I [eV]	a	$k = m_s$	x_0	x_1	\bar{C}	δ_0
82 (Pb)	207.2 (1)	11.350	823.0	0.09359	3.1608	0.3776	3.8073	6.2018	0.14
T	p [MeV/c]	Ionization	Brems	Pair prod [MeV cm ² /g]	Photonucl	Total	CSDA range [g/cm ²]		
10.0 MeV	4.704×10^1	3.823				3.823	1.524×10^0		
14.0 MeV	5.616×10^1	3.054				3.054	2.705×10^0		
20.0 MeV	6.802×10^1	2.436				2.436	4.927×10^0		
30.0 MeV	8.509×10^1	1.928				1.928	9.600×10^0		
40.0 MeV	1.003×10^2	1.666				1.666	1.521×10^1		
80.0 MeV	1.527×10^2	1.283				1.283	4.338×10^1		
100. MeV	1.764×10^2	1.215				1.215	5.943×10^1		
140. MeV	2.218×10^2	1.151				1.152	9.339×10^1		
200. MeV	2.868×10^2	1.124				1.124	1.463×10^2		
226. MeV	3.145×10^2	1.122	0.000			1.123	<i>Minimum ionization</i>		
300. MeV	3.917×10^2	1.130	0.000		0.000	1.131	2.352×10^2		
400. MeV	4.945×10^2	1.151	0.000		0.000	1.152	3.228×10^2		
800. MeV	8.995×10^2	1.237	0.001		0.000	1.238	6.572×10^2		
1.00 GeV	1.101×10^3	1.270	0.001		0.000	1.272	8.165×10^2		
1.40 GeV	1.502×10^3	1.322	0.002		0.001	1.325	1.124×10^3		
2.00 GeV	2.103×10^3	1.379	0.004	0.001	0.001	1.385	1.567×10^3		
3.00 GeV	3.104×10^3	1.442	0.007	0.003	0.001	1.454	2.270×10^3		
4.00 GeV	4.104×10^3	1.486	0.010	0.006	0.002	1.504	2.946×10^3		
8.00 GeV	8.105×10^3	1.585	0.025	0.022	0.003	1.636	5.486×10^3		
10.0 GeV	1.011×10^4	1.615	0.033	0.031	0.004	1.683	6.691×10^3		
14.0 GeV	1.411×10^4	1.657	0.051	0.051	0.005	1.765	9.009×10^3		
20.0 GeV	2.011×10^4	1.700	0.079	0.084	0.007	1.871	1.231×10^4		
30.0 GeV	3.011×10^4	1.744	0.129	0.148	0.011	2.033	1.743×10^4		
40.0 GeV	4.011×10^4	1.774	0.183	0.218	0.014	2.190	2.217×10^4		
80.0 GeV	8.011×10^4	1.840	0.414	0.527	0.028	2.810	3.825×10^4		
100. GeV	1.001×10^5	1.860	0.536	0.694	0.034	3.126	4.500×10^4		
140. GeV	1.401×10^5	1.889	0.787	1.038	0.048	3.763	5.665×10^4		
141. GeV	1.412×10^5	1.890	0.794	1.048	0.048	3.782	<i>Muon critical energy</i>		
200. GeV	2.001×10^5	1.919	1.179	1.583	0.068	4.750	7.082×10^4		
300. GeV	3.001×10^5	1.953	1.848	2.492	0.102	6.396	8.891×10^4		
400. GeV	4.001×10^5	1.976	2.539	3.434	0.136	8.088	1.028×10^5		
800. GeV	8.001×10^5	2.033	5.391	7.297	0.276	14.998	1.386×10^5		
1.00 TeV	1.000×10^6	2.051	6.854	9.273	0.346	18.526	1.505×10^5		
1.40 TeV	1.400×10^6	2.079	9.787	13.212	0.491	25.570	1.688×10^5		
2.00 TeV	2.000×10^6	2.109	14.269	19.223	0.709	36.313	1.884×10^5		
3.00 TeV	3.000×10^6	2.144	21.749	29.210	1.084	54.189	2.109×10^5		
4.00 TeV	4.000×10^6	2.169	29.324	39.302	1.465	72.262	2.268×10^5		
8.00 TeV	8.000×10^6	2.230	59.850	79.864	3.041	144.988	2.651×10^5		
10.0 TeV	1.000×10^7	2.251	75.226	100.251	3.850	181.580	2.774×10^5		
14.0 TeV	1.400×10^7	2.281	105.893	140.930	5.510	254.615	2.959×10^5		
20.0 TeV	2.000×10^7	2.315	152.148	202.204	8.052	364.721	3.155×10^5		
30.0 TeV	3.000×10^7	2.353	229.154	304.148	12.440	548.097	3.377×10^5		
40.0 TeV	4.000×10^7	2.381	306.420	406.326	16.930	732.059	3.534×10^5		
80.0 TeV	8.000×10^7	2.449	615.890	815.326	35.667	1469.333	3.912×10^5		
100. TeV	1.000×10^8	2.471	770.860	1020.010	45.340	1838.683	4.034×10^5		

Table 110: Muons in Anthracene ($C_{14}H_{10}$)

$\langle Z/A \rangle$	ρ [g/cm ³]	I [eV]	a	$k = m_s$	x_0	x_1	\bar{C}	δ_0
0.52740	1.283	69.5	0.14677	3.2831	0.1146	2.5213	3.1514	0.00
T	p [MeV/c]	Ionization	Brems	Pair prod [MeV cm ² /g]	Photonucl	Total	CSDA range [g/cm ²]	
10.0 MeV	4.704×10^1	7.642				7.642	7.227×10^{-1}	
14.0 MeV	5.616×10^1	5.959				5.959	1.322×10^0	
20.0 MeV	6.802×10^1	4.652				4.652	2.474×10^0	
30.0 MeV	8.509×10^1	3.608				3.608	4.950×10^0	
40.0 MeV	1.003×10^2	3.080				3.080	7.969×10^0	
80.0 MeV	1.527×10^2	2.305				2.305	2.345×10^1	
100. MeV	1.764×10^2	2.159				2.159	3.244×10^1	
140. MeV	2.218×10^2	2.010				2.010	5.173×10^1	
200. MeV	2.868×10^2	1.923				1.924	8.237×10^1	
300. MeV	3.917×10^2	1.890			0.000	1.890	1.350×10^2	
318. MeV	4.105×10^2	1.889			0.000	1.890	<i>Minimum ionization</i>	
400. MeV	4.945×10^2	1.895			0.000	1.895	1.878×10^2	
800. MeV	8.995×10^2	1.965	0.000		0.000	1.966	3.952×10^2	
1.00 GeV	1.101×10^3	1.997	0.000		0.000	1.998	4.961×10^2	
1.40 GeV	1.502×10^3	2.049	0.000		0.001	2.050	6.936×10^2	
2.00 GeV	2.103×10^3	2.107	0.000	0.000	0.001	2.109	9.819×10^2	
3.00 GeV	3.104×10^3	2.173	0.001	0.001	0.001	2.175	1.448×10^3	
4.00 GeV	4.104×10^3	2.218	0.001	0.001	0.002	2.222	1.903×10^3	
8.00 GeV	8.105×10^3	2.322	0.003	0.003	0.004	2.332	3.655×10^3	
10.0 GeV	1.011×10^4	2.354	0.004	0.004	0.005	2.367	4.506×10^3	
14.0 GeV	1.411×10^4	2.400	0.006	0.006	0.007	2.419	6.176×10^3	
20.0 GeV	2.011×10^4	2.447	0.009	0.011	0.009	2.476	8.626×10^3	
30.0 GeV	3.011×10^4	2.498	0.015	0.018	0.014	2.545	1.261×10^4	
40.0 GeV	4.011×10^4	2.532	0.022	0.027	0.018	2.599	1.649×10^4	
80.0 GeV	8.011×10^4	2.612	0.049	0.066	0.034	2.761	3.140×10^4	
100. GeV	1.001×10^5	2.636	0.064	0.087	0.043	2.830	3.855×10^4	
140. GeV	1.401×10^5	2.673	0.094	0.131	0.059	2.958	5.237×10^4	
200. GeV	2.001×10^5	2.712	0.142	0.201	0.084	3.139	7.206×10^4	
300. GeV	3.001×10^5	2.756	0.224	0.319	0.126	3.426	1.025×10^5	
400. GeV	4.001×10^5	2.787	0.310	0.443	0.168	3.708	1.306×10^5	
800. GeV	8.001×10^5	2.862	0.666	0.959	0.340	4.827	2.248×10^5	
1.00 TeV	1.000×10^6	2.887	0.851	1.226	0.427	5.390	2.640×10^5	
1.15 TeV	1.149×10^6	2.902	0.987	1.422	0.493	5.805	<i>Muon critical energy</i>	
1.40 TeV	1.400×10^6	2.924	1.222	1.758	0.605	6.509	3.315×10^5	
2.00 TeV	2.000×10^6	2.964	1.793	2.573	0.876	8.207	4.134×10^5	
3.00 TeV	3.000×10^6	3.011	2.751	3.930	1.343	11.035	5.181×10^5	
4.00 TeV	4.000×10^6	3.044	3.725	5.308	1.818	13.895	5.987×10^5	
8.00 TeV	8.000×10^6	3.126	7.675	10.857	3.796	25.454	8.083×10^5	
10.0 TeV	1.000×10^7	3.153	9.673	13.653	4.815	31.294	8.790×10^5	
14.0 TeV	1.400×10^7	3.194	13.661	19.223	6.915	42.993	9.877×10^5	
20.0 TeV	2.000×10^7	3.238	19.695	27.626	10.142	60.701	1.105×10^6	
30.0 TeV	3.000×10^7	3.289	29.742	41.606	15.745	90.382	1.239×10^6	
40.0 TeV	4.000×10^7	3.326	39.846	55.632	21.497	120.300	1.334×10^6	
80.0 TeV	8.000×10^7	3.417	80.336	111.787	45.645	241.186	1.565×10^6	
100. TeV	1.000×10^8	3.447	100.629	139.899	58.167	302.142	1.639×10^6	

Annexe B

Carte Input CORSIKA

Il s'agit d'un exemple de carte input CORSIKA utilisé pour la simulation des gerbes de LHAASO. Dans cet exemple, nous simulons une gerbe à 10^4 GeV, pour un angle $\theta = 0^\circ$ avec les modèles GEISHA et QGSJET2.

RUNNR 1	run number
EVTNR 1	number of first shower event
SEED 800001	seed for hadronic part
SEED 800002	seed for EGS4 part
SEED 800003	seed for cherenkov part
NSHOW 1	number of showers to generate
PRMPAR 1	particle type of prim. particle
ESLOPE -2.7	slope of primary energy spectrum
ERANGE 1E4 1E4	energy range of primary particle
THETAP 0 0	range of zenith angle (degree)
PHIP 0. 360.	range of azimuth angle (degree)
OBSLEV 4.4E5	observation level (in cm)
FIXHEI 0. 0	first interaction height & target
FIXCHI 0.	starting altitude (g/cm**2)
MAGNET 34.5 35.5	magnetic field centr. Europe
HADFLG 0 0 0 0 0 2	flags hadr.interact.&fragmentation
QGSJET T 0	use QGSJET for high energy hadrons
QGSJIG T	use QGSJET hadronic cross sections
ECUTS 0.3 0.3 0.0003 0.0003	energy cuts for particles
MUADDI T	additional info for muons
MUMULT T	muon multiple scattering angle
ELMFLG F T	em. interaction flags (NKG,EGS)
STEPFC 1.0	mult. scattering step length fact.
RADNKG 200.E2	outer radius for NKG lat.dens.distr.
ARRANG 0.	rotation of array to north
LONGI T 10. F F	longit.distr. & step size & fit & out
ECTMAP 1.E2	cut on gamma factor for printout
MAXPRT 100	max. number of printed events
DIRECT ./	output directory
DATBAS T	write .dbase file
USER martraire	user
DEBUG F 6 F 1000000	debug flag and log.unit for out
EXIT	terminates input

FIGURE B.1 – Carte input CORSIKA adaptée pour la simulation de gerbe LHAASO

Bibliographie

- [1] Astor Piazzolla. *Libertango*
<http://www.youtube.com/watch?v=UhhYQTK5Rwo> . .
- [2] T. Wulf. *Über die in der Atmosphäre vorhandene Strahlung von hoher Durchdringungsfähigkeit*. Phys. Zeit. 10, 152-157, 1909.
- [3] G. Eiffel. *The Eiffel Tower*. Annual Report of the Board of Regents of the Smithsonian Institution, 729-735, 1890.
- [4] T. Wulf. *Beobachtungen über die Strahlung hoher Durchdringungsfähigkeit auf dem Eiffelturm*. Phys. Zeit. 11, 811-813, 1910.
- [5] V. Hess. Phys. zeit. 12. 998, 1911.
- [6] V. Hess. Phys. zeit. 13. 1084, 1912.
- [7] The New York Times. *Millikan retorts hotly to Compton in cosmic ray clash*. 31 december 1932.
- [8] L. Leprince-Ringuet. *Les rayons cosmiques*. Albin Michel, 1945.
- [9] P. Auger et al. *Extensive Cosmic-Ray Showers*. Reviews of Modern Physics, 11 :288-291, July 1939.
- [10] C. D. Anderson. *The Positive Electron*. Physical Review, 43 :491, 1933.
- [11] J.C Steel and E. C. Stevenson. *New Evidence for the Existence of a Particle of Mass Intermediate Between the Proton and Electron*. Physical Review, 52 :1003-1004, 1937.
- [12] G. P. S. Occhialini and C.F. Powell. *Nuclear Disintegrations Produced by Slow Charged Particles of Small Mass*. Nature, 159 :186-190, 1947.
- [13] D. H. Perkins. *Nuclear Disintegration by Meson Capture*. Nature, 159 :126-127, 1947.
- [14] G. Pelletier. *Accélération des particules : les mécanismes de Fermi*. École thématique du CNRS - Goutelas, 2003.
- [15] editor F. K. Lamb. *High Energy Astrophysics*. Benjamin-Cummings, Menlo Park, CA, 1944.
- [16] G. T. Zatsepin and V. A. Kuz'min. *Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays*. Soviet Journal of Experiment and Theoretical Physics Letters, 4 :78, August 1966.
- [17] H. Messel and D. F. Crawford. *Electron-Photon Shower Distribution Function*. Pergamon Press, Oxford, 1970.

Bibliographie

- [18] S. Ranchon. *Étude des collisions atmosphériques de rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10¹⁸ eV grâce aux événements hybrides de l'Observatoire Pierre Auger*. Thèse de doctorat, 2005.
- [19] Y.S. Tsai. *Pair production and bremsstrahlung of charged leptons*. *Reviews of Modern Physics*, 46 :815-851, October 1974.
- [20] B. Rossi. *High Energy Particles*. Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, NJ, 1952.
- [21] T.K.Gaisser. *Cosmic rays and particle physics*. Cambridge and New York, Cambridge University Press, 292 p., 1990.
- [22] T. Pierog. *Muon Production and High Energy Hadronic Interaction*. Malargüe Meeting, November 2006.
- [23] S. J. Siutto. *AIRES : A system for air shower simulations*. ArXiv Astrophysics e-prints, November 1999.
- [24] D. Heck et al. *CORSIKA : A Monte Carlo code to simulate extensive air showers*. Forschungszentrum Karlsruhe Report FZKA, 6019, 1998.
- [25] T. Bergmann et al. *One-dimensional hybrid approach to extensive air shower simulation*. *Astroparticle Physics*, 26 :420-432, January 2007.
- [26] T. Antoni et al. (kascade collaboration). *Nucl. Instr. Meth. A* 513, 490, 2003.
- [27] S.S. Ostapchenko. *Nucl. phys. b (proc. suppl.)* 151 (2006) 143-147. *Phys. Rev. D*74, 014026, 2006.
- [28] T. Pierog K. Werner. *Phys. rev. c*74. 044902, 2006.
- [29] J. Linsley. *Evidence for a Primary Cosmic Ray Particle with Energy 10²⁰ eV*. *Physical Review Letters*, 10 :146-148, February 1963.
- [30] C. J. Bell et al. *The upper end of the observed cosmic ray energy spectrum*. *Journal of Physics A Mathematical General*, 7 :990-1009, May 1974.
- [31] N. Chiba et al. *Akeno Giant Air Shower Array (AGASA) covering 100 km² area*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 311 :338-349, January 1992.
- [32] B. N. Afanasiev et al. *In techniques for the study of the extremely high energy cosmic rays*. *Proceedings of the Tokyo Workshop*, 1993.
- [33] R. M. Baltrusaitis et al. *The utah fly's eye detector*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 240 : 410-428, 1985.
- [34] T. Abu-Zayyad et al. *The prototype high-resolution fly's eye cosmic ray detector*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 518 :213-215, August 2000.
- [35] O. Ravel et al. *Radio detection of cosmic ray air showers by codalema experiment*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 518 :213-215, February 2004.
- [36] D. Ardouin et al. *Radio-detection signature of high-energy cosmic rays by the codalema experiment*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 555 : 148-163, December 2005.

- [37] A. F. Badea et al. The kascade-grande experiment and the lopes project. Nuclear Physics B Proceedings Supplements, 136 :384-389, November 2004.
- [38] O. Adriani et al. *Cosmic-Rays Electron Flux Measured by PAMELA Experiment between 1 and 625 GeV*. Phys. Rev. Lett. 106, 201101, May 2011.
- [39] A. Obermeier et al. *Energy spectra of primary and secondary cosmic -ray nuclei measured with TRACER*. arXiv :1108.4838 [astro-ph.HE], 2011.
- [40] J. Blümer et al. *Cosmic rays from the knee to the highest energies*. Prog. Part. Nucl. Phys., 63 :293, 2009.
- [41] T. Stanev. *Ultrahigh Energy Cosmic Rays : Review of the Current Situation*. arXiv :1210.0927 [astro-ph], 2012.
- [42] J. Abraham et al. *Observation of the Suppression of the Flux of Cosmic Rays above 4.10^{19} eV*. Phys. Rev. Lett., 101 :061101, 2008.
- [43] T. Yamamoto for the Pierre Auger Collaboration. *Search for a Stochastic Background of 100-MHz Gravitational Waves with Laser Interferometers*. Proceeding of the 30th ICRC, Merida, 2007.
- [44] R. Abbasi for the HiRes Collaboration. *Observation of the Suppression of the Flux of Cosmic Rays above 4×10^{19} eV*. Phys. Rev. Lett. B619, 271-280, 2005.
- [45] Y. Oyama et al. *A search for Small-Scale Anisotropy of PeV Cosmic Rays*. arXiv :0605020 [astro-ph], 2009.
- [46] M. Amenomori et al. *Modeling of the high-energy galactic cosmic-ray anisotropy*. Science, 314 :439, 2006.
- [47] The Pierre Auger Collaboration. *Correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic objects*. Science, 318 :939, November 2007.
- [48] The Pierre Auger Collaboration. *Correlation of the highest-energy cosmic rays with the positions of nearby active galactic nuclei*. Astroparticle Physics, 29 :188-204, April 2008.
- [49] The Pierre Auger Collaboration. *A search for anisotropy in the arrival directions of ultra high energy cosmic rays recorded at the Pierre Auger Observatory*. JCAP 04 (2012) 040.
- [50] R. Engel J. Blümer and J.R. Hörandel. *Cosmic Rays from the Knee to the Highest Energies*. arXiv :0904.0725 [astro-ph], 2009.
- [51] R. Abbasi et al. *Search for correlations between HiRes stereo events and active galactic nuclei*. Astroparticle Physics, 30 :175-179, 2008.
- [52] J. Abraham et al. *Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 523 :50-95, May 2004.
- [53] D. J. Bird et al. *Detection of a cosmic ray with measured energy well beyond the expected spectral cutoff due to cosmic microwave radiation*. ApJ, 441 :144-150, March 1995.
- [54] S. Yoshida et al. *The cosmic ray energy spectrum above 3.10^{18} eV measured by the Akeno Giant Air Shower Array*. Astroparticle Physics, 3 :105-123, March 1995.

Bibliographie

- [55] Pierre Auger Collaboration. *The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory*. Nuclear Instruments and Methods A, estimation 2014.
- [56] M. Risse. *Properties of Extensive Air Showers*. arXiv :0402300 [astro-ph], 2004.
- [57] C. Meurer and the Pierre Auger Collaboration. *HEAT - a low energy enhancement of the Pierre Auger Observatory*. arXiv :1106.1329 [astro-ph], 2011.
- [58] L. Valore and the Pierre Auger Collaboration. *Atmospheric Aerosol Attenuation at the Pierre Auger Observatory*. arXiv :1402.6186 [astro-ph], 2014.
- [59] H. Gemmeke and the Pierre Auger Collaboration. *The Auger Fluorescence Detector Electronics*. Proceedings of the 27th ICRC, 27 :737-+, 2001.
- [60] A. Schmidt et al. *New third trigger for the fluorescence telescope*. Internal Auger Note, GAP 2007-118.
- [61] A. F. Barbosa for the Pierre Auger Collaboration. *The surface detector system of the Pierre Auger Observatory*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 586 :409-420, March 2008.
- [62] The Pierre Auger Collaboration. *The Surface Detectors of the Pierre Auger Observatory*. Nuclear Physics B Proceedings Supplements, 136 :393-398, November 2004.
- [63] T. Suomijarvi for the Pierre Auger Collaboration. *Performance and operation of the Surface Detector of the Pierre Auger Observatory*. Proceeding of the 27th ICRC, Hamburg, Germany, 2001.
- [64] X. Bertou et al. *Calibration of the surface array of the Pierre Auger Observatory*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 586 :839-846, December 2006.
- [65] P. L. Ghia and G. Navarra. *Analysis of $E_0 = 10^{18}$ eV events with AUGER-EA surface detector*. Internal Auger Note, GAP 2003-007.
- [66] P. L. Ghia. *A compact 3ToT as D physics trigger for vertical ($\theta < 60^\circ$) showers*. Internal Auger Note, GAP 2004-018.
- [67] D. Allard E. Parizot, I. Lhenry. *First steps towards the definition of a "quality trigger" (T5) for the SD acceptance calculations*. Internal Auger Note, GAP 2004-023.
- [68] J. Knapp D. Newton and A. A. Watson. *The optimum distance at which to determine the size of a giant air shower*. Astroparticle Physics, 26 :414-419, 2007.
- [69] A. Castellina P. Bauleo. *Auger Surface Detector Signal Accuracy from Production Tanks*. Internal Auger Note, GAP 2012-012, 2012.
- [70] M. Roth R. Hiller. *An update on the signal accuracy using the infill array*. Internal Auger Note, GAP 2004-047, 2004.
- [71] Fons Rademaker Rene Brun.
<http://root.cern.ch> .
- [72] Christian Arnault.
http://www-glast.slac.stanford.edu/software/CodeHowTo/basic_cmt_concepts.htm .

- [73] Pierre Billoir. *Reconstruction of Showers with Ground Array : Status of the Prototype Program*. Internal Auger Note, GAP 2000-025, 2000.
- [74] Clement Pryke. *Instrument development and experimental design for a next generation detector of the highest energy cosmic rays*. PhD Thesis, University of Leeds, England, 1996.
- [75] Isabelle Lhenry-Yvon. *Le détecteur de surface de l'Observatoire Pierre Auger : d'une cuve au spectre des rayons cosmiques de ultra-haute énergie*. HDR, 2007.
- [76] A. Creusot and D. Veberi. *Simulation of large photomultipliers for experiments in astroparticle physics*. Nucl. Instr. Meth. A613, 145-151, 2010.
- [77] W.R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 1991.
- [78] M. Circella. *Primary cosmic ray and muon measurements with CAPRICE*. Nucl. Physics B (Proc. Suppl.) 100, 127-129, 2001.
- [79] M. Pimenta L. Cazon, M. Oliveira. *Consistency between X_{max} and X_{max}^{μ} as a way to test hadronic models*. Internal Auger Note, GAP 2012-068, 2012.
- [80] Pierre Billoir. *The Muon Hump in Real Shower Data from the Surface Detector*. Internal Auger Note, GAP 2005-004, 2005.
- [81] J. W. Cronin. *Extraction of Muon Information from the Water Tank*. Internal Auger Note, GAP 1995-015, 1995.
- [82] Pierre Billoir. *Peak Searching in FADC traces*. Internal Auger Note, GAP 2002-076, 2002.
- [83] X. Garrido. *Étude de la composition des rayons cosmiques d'ultra-hautes énergies détectés par l'Observatoire Pierre Auger et analyse des processus hadroniques associés*. Thèse de doctorat, 2009.
- [84] B. Kégl for the Auger Collaboration. *Measurement of the muon signal using the temporal and spectral structure of the signals in surface detectors of the Pierre Auger Observatory*. Proceedings of the 33rd ICRC (2013), Rio de Janeiro, Brazil.
- [85] G. Navarra A. Castellina. *Separating the electromagnetic and muonic components in the FADC traces of the Auger Surface Detectors*. Internal Auger Note, GAP 2006-065, 2006.
- [86] The Pierre Auger Collaboration. *Muons in air showers at the Pierre Auger Observatory : Measurement of atmospheric production depth*. arXiv :1407.5919 [hep-ex], 2014.
- [87] Pierre Auger Database.
[http://augerdb.lal.in2p3.fr:8080/augerdb/..](http://augerdb.lal.in2p3.fr:8080/augerdb/)
- [88] O. Blanch Bigas P. Billoir. *About a possible muon excess in real data compared to simulations*. Internal Auger Note, GAP 2006-055, 2006.
- [89] G. Farrar for the Auger Collaboration. *The muon content of hybrid events recorded at the Pierre Auger Observatory*. Proceedings of the 33rd ICRC (2013), Rio de Janeiro, Brazil.
- [90] The LHAASO website.
[http://english.ihep.cas.cn/ic/ip/LHAASO/..](http://english.ihep.cas.cn/ic/ip/LHAASO/)
- [91] HuiHai He for the LHAASO Collaboration. *LHAASO Project : detector design and prototype*. Proceedings of the 31st ICRC (2009), Lodz, Poland.

Bibliographie

- [92] The MAGIC Telescopes website.
<http://magic.mpp.mpg.de/home/> . .
- [93] A. A. Abdo for the LHAASO Collaboration. *TeV Gamma-Ray Sources from a Survey of the Galactic Plane with Milagro*. *Astrophysical Journal Letters* 664, L91-L94, 2007.
- [94] The HAWC Collaboration website.
<http://www.hawc-observatory.org/> . .
- [95] Report for CST of IPN Orsay. *The Large High Altitude Air Shower Observatory*. 2012.
- [96] F. A. Aharonian et al. *High Energy particle acceleration in the shell of a supernova remnant*. *Nature* 432, 75 :77, 2004.
- [97] F. A. Aharonian et al. *Primary particle acceleration above 100 TeV in the shell-type supernova remnant RXJ1713.7-3946 with deep HESS observations*. *A&A* 437, L7-L10, 2005.
- [98] HuiHai He for the LHAASO Collaboration. *LHAASO Project : detector design and prototype*. Proceedings of the 31st ICRC (2009), Lodz, Poland.
- [99] J. Zhao for the LHAASO collaboration J. Liu, H. He. *Performances and long-term stability of the LHAASO-KM2A prototype array*. *Chinese Physics C* Vol. 37, No. 1 (2013) 010201.
- [100] S. Cui for the LHAASO Collaboration. *LHAASO - KM2A simulation*. Proceedings of the 32nd ICRC (2011), Beijing, China.
- [101] P. Ghia for the Pierre Auger Collaboration. *Testing the surface detector simulation for the Pierre Auger Observatory*. Proceedings of the 30th ICRC (2007), Merida, Mexico.
- [102] CERN.
<http://geant4.cern.ch/> . .
- [103] Particle Data Group.
<http://pdg.lbl.gov/2011/AtomicNuclearProperties/> . .
- [104] H. Stöcker W. Benenson, J. W. Harris. *Handbook of physics*. Springer, 2006.
- [105] J. Liu for the LHAASO Collaboration. *Performance of the ED and the prototype array for LHAASO-KM2A*. Proceedings of the 33rd ICRC (2013), Rio de Janeiro, Brazil.
- [106] O. Deligny for the LHAASO Collaboration. *The Large High Altitude Air Shower Observatory Project*. Proceedings of the 48th Rencontres de Moriond, 2013.

Résumé

Depuis plus d'un siècle, les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie (RCUHE), ayant une énergie supérieure à 10^{18} eV, continuent d'entretenir le mystère : Quelle est leur composition ? D'où viennent-ils ? Comment atteignent-ils de telles énergies ? Ces particules chargées, suffisamment énergétiques pour atteindre la Terre, forment des gerbes de particules secondaires via leurs interactions avec l'atmosphère dont le développement est caractéristique de la nature de la particule primaire. L'observatoire Pierre Auger, avec sa structure hybride et son gigantesque réseau de détecteurs peuvent apporter des réponses.

L'étude de la composition des RCUHEs a été étudiée avec le réseau de surface de l'observatoire Pierre Auger. Cette dernière est cruciale à la fois pour comprendre les interactions hadroniques, qui constituent le développement des gerbes, et pour identifier leurs sources. Cela peut également aider à comprendre l'origine de la coupure spectrale aux plus hautes énergies : s'agit-il de la coupure GZK ou à l'extinction des sources. Toutes ces raisons motivent la première partie de la thèse, à savoir la mise en place d'une méthode permettant d'extraire la composante muonique des gerbes atmosphériques et d'en déduire la composition. Les résultats de cette méthode montrent une dépendance de la composition avec la distance à l'axe de la gerbe, qui pourrait aider à améliorer les modèles hadroniques. Dans les conditions actuelles du réseau de surface, l'identification de la composante muonique présente des limites.

La seconde partie est consacrée au nouvel observatoire en Chine, LHAASO. Ce projet s'intéresse à l'étude des gammas supérieurs à 30 TeV, qui signeraient l'accélération de proton dans la galaxie, donnant ainsi des informations indirectes sur les rayons cosmiques. D'autre part, l'observatoire vise à étudier les rayons cosmiques entre 10 TeV et 1 EeV, région où le spectre en énergie présente une rupture. Cette région nécessite de pouvoir discriminer les gammas des rayons cosmiques. A ce titre, l'un des détecteurs de LHAASO, le KM2A, a été simulé et son pouvoir de discrimination gamma/hadron évalué.

Mots-clés

Rayons cosmiques – Observatoire Pierre Auger – processus hadroniques – muons – Analyse composition – Gammas – Projet observatoire LHAASO – Simulation détecteur - Calcul sensibilité gamma -

Abstract

During the past century, ultra-high-energy cosmic rays (UHECR), those with an energy larger than 10^{18} eV, remain as a mystery : What are cosmic rays? Where do they come from? How do they attain their huge energy? When these charged particles strike the earth's atmosphere, they dissipate their energy by generating a shower of secondary particles whose development is significantly different depending on the nature of the primaries. The Pierre Auger observatory, with its hybrid structure and huge size network of ground detectors, can shed some light into these questions.

The study of the composition of UHECR was performed with the Pierre Auger apparatus. This is crucial both to understand the hadronic interactions, which govern the evolution of showers, and to identify their sources. It can help to understand the origin of the energy spectrum cut-off : is it the GZK cut-off or the exhaustion of sources? These reasons motivate the first part of this thesis : the development of a method to extract the muonic component of air showers and deduce the implications on the composition of UHECR at the Pierre Auger observatory. The results of this method show a dependence of the composition with the distance to the axis of the shower, which could help to improve the hadronic models. The determination of the muon component is limited by the surface detector setup.

The second part is devoted to the new observatory in China, LHAASO. This project focuses on the study of gamma rays with an energy higher than 30 TeV, which probe the acceleration of protons in the galaxy, providing indirect information on cosmic rays. Moreover, the observatory studies cosmic rays between 10 TeV and 1 EeV, one of the regions where the energy spectrum presents a break. This region requires the ability to discriminate gamma rays and cosmic rays. For this reason, one of the detectors of LHAASO, the KM2A, was simulated and its power of discrimination gamma/hadron evaluated.

Key words

Cosmic rays – Pierre Auger Observatory – Hadronic process – Muons – Composition analysis – Gamma rays – Project of observatory LHAASO – Simulation of detector – Evaluation of the gamma sensibility -

